



Etude des proprietes d'un detecteur infrarouge H2RG pour l'optimisation d'un spectrographe embarque sur le satellite SNAP/JDEM

Pierre-Elie Crouzet

► To cite this version:

Pierre-Elie Crouzet. Etude des proprietes d'un detecteur infrarouge H2RG pour l'optimisation d'un spectrographe embarque sur le satellite SNAP/JDEM. Planète et Univers [physics]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2009. Français. NNT: . tel-00429721

HAL Id: tel-00429721

<https://theses.hal.science/tel-00429721>

Submitted on 4 Nov 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE - AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163 avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique et Sciences de la Matière

Mention : Physique des Particules et Astroparticules

présentée par

Pierre-Elie CROUZET

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

**Etude des propriétés d'un détecteur infrarouge H2RG
pour l'optimisation d'un spectrographe
embarqué sur le satellite SNAP/JDEM**

soutenue le 21 octobre 2009 devant le jury composé de

Prof.	R. Ansari	Rapporteur
Dr.	P. Feautrier	Rapporteur
Dr.	E. Kajfasz	
Dr.	A. Ealet	Directeur de thèse
Prof.	C. Bebek	
Prof.	G. Smadja	
Dr.	C. Cerna	

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iii
Introduction	v
I L'énergie Noire et la mission SNAP/JDEM	1
1 Un peu de cosmologie	1
1.1 De la fuite des galaxies à l'expansion de l'univers	1
1.2 Métrique de Friedmann Robertson Walker	2
1.3 L'équation de Friedmann-Lemaître	3
1.4 Les paramètres cosmologiques	4
2 Composition de l'univers et énergie Noire	5
2.1 Modèle de concordance	6
2.2 L'énergie Noire	6
3 Mesure de l'énergie Noire par l'observation de SNIa	7
3.1 Les SNIa, des chandelles standard ?	7
3.2 Mesure des paramètres cosmologiques grâce aux SNIa	8
3.3 Identification des SNIa	8
3.4 Méthode d'ajustement des paramètres cosmologiques :	10
3.5 Résultats obtenus avec les SNIa	11
3.6 Projets futurs	12
4 SNAP/JDEM une mission dédiée	13
4.1 Objectif scientifique	13
4.2 Spécifications	13
4.3 Les supernovae dans SNAP	13
4.4 Le satellite SNAP	14
5 Conclusion	17
II Le spectrographe de SNAP	19
1 Objectifs scientifiques du spectrographe de SNAP	19
1.1 Identification et classification des supernovae	19
1.2 Sensibilité et performance	20
1.3 Mesure du décalage vers le rouge	21
1.4 Calibration des étoiles standard	22
2 Méthode de spectroscopie	22

2.1	Spectroscopie classique à fente	22
2.2	La spectroscopie 3D	22
2.3	Comparaison des différents concepts	23
3	Le concept optique du spectrographe de SNAP	24
3.1	Principe de fonctionnement du spectrographe	25
3.2	Éléments optiques	25
3.3	Les détecteurs	25
4	Optimisation de la configuration du spectrographe	26
4.1	Spécification sur le flux et erreur sur le flux	26
4.2	Erreur sur le flux mesuré	26
4.3	Configuration optimale	28
5	Conclusion	30
III Les détecteurs infrarouges		31
1	Le rayonnement infrarouge	31
2	Détecteurs thermiques ou détecteurs quantiques	32
2.1	Les détecteurs thermiques	32
2.2	Les détecteurs quantiques	32
3	Matériaux, température et domaine de longueur d'onde	32
4	Détecteurs infrarouges hybrides	33
4.1	Historique	33
4.2	Architecture	34
4.3	Méthode de fabrication	34
4.4	Electronique de lecture du détecteur	35
5	Modes de lecture	37
5.1	Lecture en Double Echantillonnage Corrélé ou C.D.S	37
5.2	Lecture en Double Echantillonnage Multiple ou Fowler(N)	38
5.3	Lecture de la rampe de signal ou Up the ramp	39
5.4	Mode de lecture mixte	39
6	Les détecteurs de SNAP	40
6.1	Spécifications	40
6.2	Les détecteurs HAWAII-2RG de Teledyne	40
6.3	Electronique de lecture externe	44
6.4	Performance des détecteurs	44
7	Conclusion	48
IV Caractérisation du détecteur H2RG 40		49
1	Historique du détecteur H2RG 40	49
2	Caractérisation du détecteur H2RG 40 à l'Université de Michigan	50
2.1	Banc de test	50
2.2	Efficacité quantique	51
2.3	Réponse intrapixel	52
3	Caractérisation du détecteur H2RG 40 à l'I.P.N.L	53
3.1	Banc de test	54
3.2	Calcul du gain de conversion	54
4	Conclusion	65

V	Utilisation du détecteur H2RG 40 dans le démonstrateur	67
1	Contexte	67
2	Le démonstrateur de spectrographe	68
2.1	Introduction	68
2.2	Description du démonstrateur	68
2.3	Intégration dans le cryostat	69
3	Le détecteur H2RG 40 dans le démonstrateur	71
3.1	Réception et intégration à froid dans le démonstrateur	71
3.2	Fonctionnement du détecteur H2RG 40 dans le démonstrateur	74
4	Campagne infrarouge	78
4.1	Déroulement de la campagne infrarouge	78
4.2	Choix du nombre d'acquisitions dans le mode Fowler(N)	79
5	Traitement des données infrarouge	80
5.1	Extraction du signal	80
5.2	Evaluation de l'incertitude	83
6	Quelques résultats	87
6.1	Qualités des données réduites	87
6.2	Validation de la focalisation du détecteur	87
6.3	Pertes optiques	89
6.4	Résultats de la calibration spectrométrique	90
7	Conclusion	92
VI	Optimisation du traitement de données du spectrographe	93
1	Temps total d'intégration et performances des détecteurs	93
1.1	Estimation des contributions des différentes sources de bruit	94
1.2	Rapport signal sur bruit	94
1.3	Estimation du temps total d'intégration	96
2	Mode de lecture optimisé du détecteur	97
3	Méthode de traitement des données en mode mixte	100
3.1	Mesure du bruit de lecture	100
3.2	Calcul du flux et de son incertitude	102
3.3	Correspondance avec l'estimation standard du bruit	108
3.4	Conclusion	109
4	Simulation d'acquisitions en mode up the ramp	110
4.1	Principe de la simulation	110
4.2	Validation des équations analytiques par la simulation	111
5	Application avec le détecteur H2RG 40	112
5.1	Type de données	113
5.2	Résultats sur le bruit de lecture σ_{read}	113
5.3	Moyenne des paquets de N acquisitions	115
5.4	Résultats sur les ajustements	117
6	Comparaison des deux méthodes de traitement	119
7	Conclusion	121

VII	Impact des cosmiques sur les performances du spectrographe	123
1	Spectre du rayonnement incident	124
2	Simulation de rayonnement cosmique sur un détecteur infrarouge	125
2.1	Rayonnement cosmique	125
2.2	Interaction du rayonnement avec le détecteur	125
2.3	Simulation d'acquisitions avec rayonnement cosmique	126
3	Détection des cosmiques	127
3.1	Principe de détection	129
3.2	Efficacité de détection	129
4	Extraction du signal et de son incertitude	131
5	Régime d'acquisition	133
6	Dégradation du rapport signal sur bruit (SNR) avec les cosmiques	135
6.1	Rapport signal sur bruit	135
6.2	Dégradation du SNR avec le temps de pose	136
6.3	Dégradation du SNR selon le bruit de lecture	136
7	Impact sur la mesure du spectre des supernova	137
8	Conclusion	138
	Conclusion	139
	Bibliographie	141

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les directeurs successifs du CPPM, Roy Aleksan pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire et Eric Kajfasz pour avoir présidé mon jury. Je remercie également la région Provence-Alpes-Côte d'Azur pour le soutien qu'elle a apporté au cours de cette thèse.

Je souhaite remercier Anne Ealet, ma directrice de thèse qui m'a fait confiance et m'a guidé pendant ces trois années.

Je remercie mes rapporteurs, Réza Ansari et Philippe Feautrier, d'avoir lu le manuscrit et pour leurs remarques et leurs questions enrichissantes. Je remercie également Gérard Smadja et Chris Bebek d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je veux remercier tout spécialement Cédric Cerna, avec qui j'ai travaillé au quotidien qui m'a certainement le plus appris. Son enthousiasme et son sens physique ont grandement contribué à la qualité de cette thèse. C'est avec une grande joie que je souviendrai de l'intégration du démonstrateur de spectrographe et de la prise de données, jour et nuit, en hiver 2007. Je tiens à cette occasion remercier le personnel du LAM et particulièrement l'équipe du T4 (Christophe Fabron, Emmanuel Grassi, Rudy Barette, Phillipe Laurent entre autres) avec qui j'ai passé de très agréables moments et qui m'ont affublé, une nuit, du surnom de Dark Current ! Je m'en souviendrai !

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel du laboratoire, les membres du groupe RE-NOIR et notamment Alain Bonissent et André Tilquin pour m'avoir fait découvrir, avec pédagogie, les joies des mathématiques appliquées à la physique.

Merci également à Gérard Smadja et Alain Castera de l'IPNL pour m'avoir permis de me familiariser avec leur système d'acquisition et avec le détecteur H2RG 40.

Merci également à tous les thésards du CPPM, Maximilien, Pascal, Anne-Fleur, Stéphane, Stanilas, Nicolas, Imen, David et tout particulièrement Diane et Marine. Diane pour son soutien et notre très grande complicité, Marine pour sa joie, son humour ("Do you know?") et pour avoir transformé notre bureau en pièce "Glamour et Mouton".

Un grand merci à Emeline pour son très précieux soutien et sa re-lecture.

Je remercie aussi Sylvain, Alexis, Elodie, Adeline pour m'avoir aidé à évacuer la pression accumulée pendant ces trois années.

Je voudrais également remercier mes parents. Leur soutien inconditionnel tout au long de mon cursus m'a été très précieux.

Merci aussi à tous ceux qui de près ou de loin ont contribué à la réussite de cette thèse et que je n'ai pas cités précédemment.

Résumé

Le travail effectué pendant cette thèse s'inscrit dans le cadre de la mission SNAP (SuperNovae Acceleration Probe). Celle-ci se propose de déterminer la nature de l'énergie Noire par la combinaison de mesures d'un échantillon de supernovae lointaines de type Ia avec des mesures de cisaillement gravitationnel. Le satellite embarquera deux instruments : un imageur grand champ et un spectrographe d'une précision photométrique et spectroscopique jamais atteinte.

L'objectif de cette thèse est d'étudier les propriétés des détecteurs infrarouges hybrides H2RG (produits par Teledyne) du spectrographe pour optimiser ses performances. Pour cela, le détecteur H2RG numéro 40 a été caractérisé puis utilisé dans un prototype de spectrographe. Le mode de traitement des données a également été optimisé pour diminuer le bruit de lecture et quantifier l'impact du rayonnement cosmique.

Ces aspects seront développés dans cette thèse ainsi que leurs impacts sur les performances du spectrographe.

The SNAP (SuperNovae Acceleration Probe) mission is designed to measure very precisely the cosmological parameters and to determine the nature of the Dark energy. The mission is based on the measurement of some thousands supernovae up to a redshift of $z=1.7$ and on weak lensing measurements of more than one thousand square degrees of the sky. The SNAP experiment consists in a 2-meter telescope with a one square-degree imager and an integral field spectrograph.

We present in this thesis a study on hybride detector H2RG (produce by Teledyne) to improve performances of the SNAP spectrograph. The H2RG 40 detector was characterized and used in the spectrograph demonstrator. The way of sampling have been optimized to decrease the readout noise and detect cosmic ray. The impact on the spectrograph performances have been also evaluated.

Introduction

En 1998, l'observation de supernovae de type Ia a montré que l'univers est en expansion accélérée. Cette mesure semble être corroborée par des mesures complémentaires (rayonnement cosmologique, densité des amas de galaxies..) et indiquerait l'existence d'une nouvelle forme d'énergie appelée énergie Noire. La compréhension de la nature de cette énergie explique le développement de tout un ensemble de projets dans divers domaines de la cosmologie observationnelle. L'amélioration de la précision des mesures passe par le développement d'instruments plus performants.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la mission SNAP/JDEM ¹. Celle-ci se propose de déterminer la nature de l'énergie Noire par la combinaison de mesures d'un échantillon de supernovae lointaines de type Ia avec des mesures de cisaillement gravitationnel. Le satellite embarquera deux instruments : un imageur et un spectrographe couvrant le domaine visible et proche infrarouge ($0.4\text{-}1.7\ \mu\text{m}$). Dans le domaine de l'infrarouge, les détecteurs utilisés sont les détecteurs infrarouges hybride de dernière génération développés par Teledyne : les détecteurs H2RG. Dans cette thèse nous avons étudié les propriétés de ces détecteurs pour l'optimisation des performances du spectrographe.

Le contexte scientifique et l'intérêt d'observer des supernovae de type Ia pour déterminer la nature de l'énergie Noire sont précisés dans le premier chapitre. Celui-ci expose également l'instrument SNAP/JDEM, le télescope, l'imageur et le spectrographe.

Je rappellerai dans le chapitre II les objectifs scientifiques du spectrographe, son concept et ses caractéristiques. Je me concentrerai ensuite sur l'impact des performances des détecteurs infrarouges H2RG sur le temps de pose total du spectrographe.

Le chapitre III présente les détecteurs infrarouges et se focalise sur les détecteurs infrarouges hybrides en HgCdTe développés par Teledyne : les détecteurs HAWAII-2RG ou H2RG. Je décrirai les modes de lecture particuliers de ces détecteurs et leurs performances dans le satellite SNAP/JDEM. Ces performances sont l'efficacité quantique, le courant d'obscurité et le bruit de lecture.

Pendant cette thèse, j'ai été amené à utiliser un détecteur H2RG, le détecteur numéro 40. Sa caractérisation sera exposée dans le chapitre IV. Le gain de conversion, le bruit de lecture, l'efficacité quantique ainsi que la réponse intrapixel seront étudiés dans ce chapitre.

Ce détecteur a été utilisé dans un démonstrateur de spectrographe conçu pour valider les performances du spectrographe du satellite SNAP(chapitre V). Je rappellerai d'abord les objectifs du spectrographe et je présenterai rapidement les différents éléments du démonstrateur. Je me concentrerai ensuite sur la campagne infrarouge avec l'intégration et le mode d'utilisation du détecteur H2RG 40 dans le démonstrateur. Une partie sera consacrée au traitement

¹SNAP(SuperNovae/Acceleration Probe)/JDEM(Joint Dark Energy Mission)

des données prises pendant la campagne infrarouge. Je donnerai enfin quelques résultats (focalisation, pertes optiques, calibration en longueur d'onde) obtenus avec les données traitées.

Je présenterai dans le chapitre VI la nécessité des longs temps de pose et de faible bruit de lecture dans le spectrographe. Ces contraintes nous poussent à utiliser un mode de lecture optimisé du détecteur. Je présenterai d'abord deux méthodes de calcul de flux et d'incertitude dans ce mode optimisé puis une simulation d'acquisition en mode optimisé. Cette simulation sera ensuite validée. Des données prises avec le détecteur H2RG 40 permettront enfin de comparer les performances des différents traitements.

Le chapitre VII sera consacré à l'utilisation de ce mode d'acquisition optimisé pour évaluer l'impact du rayonnement cosmique sur les performances du spectrographe. Je commencerai par décrire le rayonnement cosmique reçu par le télescope dans l'espace et une simulation de l'impact de ce rayonnement sur un détecteur infrarouge. Je présenterai ensuite un algorithme efficace de détection de cosmique en utilisant le mode de lecture approprié. Grâce à une simulation d'acquisition je comparerai pour différents temps d'intégration les résultats de flux et d'incertitudes obtenus avec et sans cosmique. Cette comparaison permettra d'évaluer l'impact des cosmiques selon le temps d'intégration total, le flux incident et le bruit de lecture du détecteur. Ces résultats seront traduits en termes de performances du spectrographe dans l'infrarouge.

Chapitre I

L'énergie Noire et la mission SNAP/JDEM

Sommaire

1	Un peu de cosmologie	1
2	Composition de l'univers et énergie Noire	5
3	Mesure de l'énergie Noire par l'observation de SNIa	7
4	SNAP/JDEM une mission dédiée	13
5	Conclusion	17

Ce chapitre présente la mission scientifique du projet SNAP et pose les spécifications auxquelles doivent répondre les instruments embarqués.

J'exposerai d'abord le contexte cosmologique dans lequel s'inscrit la mission SNAP. Je détaillerai ensuite l'intérêt d'observer les supernovae de type Ia pour déterminer la nature de l'énergie Noire ce qui permettra de donner les spécifications instrumentales de la mission SNAP/JDEM.

1 Un peu de cosmologie

La cosmologie a pour but d'étudier les propriétés globales de l'univers, sa naissance et son évolution.

Dans cette section nous allons trouver l'expression de la métrique de Friedmann-Robertson Walker qui, injectée dans l'équation de champ d'Einstein nous permet d'exprimer le taux d'expansion de l'univers en fonction des paramètres cosmologiques et du décalage vers le rouge.

1.1 De la fuite des galaxies à l'expansion de l'univers

En 1929, Hubble montre pour 46 galaxies que le décalage vers le rouge (redshift) de leurs raies spectrales est proportionnel à leurs distances. Hubble énonce la loi empirique observationnelle qui porte son nom : les galaxies sont animées d'une vitesse de fuite proportionnelle à leur distance. Il établit la loi : $v = cz = H_0 D$ v étant la vitesse radiale, z le redshift traduisant le décalage spectral vers le rouge, D la distance de l'objet et H_0 la

constante de Hubble. Cette loi traduit la fuite des galaxies.

De plus, il semble raisonnable d'accepter le principe de Copernic disant que la Terre n'est pas un lieu d'observation privilégié dans l'univers. Nous en concluons que l'univers quand il est observé sur des échelles suffisamment grandes n'a pas de lieux privilégiés. Il faut donc concevoir que ce ne sont pas les galaxies qui sont en mouvement mais plutôt l'espace dans lequel elles se situent qui est en expansion.

C'est à partir de 1922 que Friedmann et Lemaitre proposent un modèle de cosmologie qui tient compte de l'expansion de l'univers.

1.2 Métrique de Friedmann Robertson Walker

De manière générale, afin de mesurer une distance dans l'univers, nous avons besoin d'une règle qui soit universelle. Nous allons trouver ici l'expression de cette règle, ou métrique dans un espace homogène et isotrope. Celle-ci nous servira ensuite à trouver l'équation de Friedmann-Lemaitre.

L'intervalle infinitésimal ds entre deux événements s'écrit, avec la convention de somme d'Einstein sur les indices répétés :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (\text{I.1})$$

où les $g_{\mu\nu}$ (avec $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$) sont les composantes du tenseur métrique ou tenseur fondamental dans un espace à quatre dimensions (trois d'espace et une de temps).

Grâce à des considérations géométriques, nous pouvons réécrire la métrique en coordonnées sphériques sous la forme :

$$ds^2 = (cdt)^2 - [A(t, r, \theta, \phi)dr^2 + B(t, r, \theta, \phi)r^2d\theta^2 + C(t, r, \theta, \phi)\sin^2\theta d\phi^2]$$

Avec c la vitesse de la lumière, t la coordonnée de temps, r , θ et ϕ les coordonnées sphériques.

A grandes échelles, nous pouvons considérer que l'univers reste le même dans toutes les directions (isotrope) quel que soit le point d'observation (homogène). Cette propriété est très largement utilisée comme étant un principe cosmologique.

La notion d'isotropie nous permet d'affirmer que $B=C$ et que A et B ne dépendent que de la première coordonnée d'espace (r) et du temps (t).

Nous pouvons donc séparer la fonction A en deux fonctions indépendantes du temps et de l'espace de la façon suivante : $A(t, r) = a(t)^2 F(r)$ avec $a(t)$ le facteur d'expansion de la métrique. Nous définissons donc ici le facteur d'expansion qui ne dépend que du temps et qui spécifie l'évolution de la partie spatiale de la métrique.

Nous pouvons effectuer le même raisonnement avec B . L'hypothèse d'homogénéité nous oblige à considérer le même facteur d'expansion pour A et B . Au final la métrique s'écrit :

$$ds^2 = (cdt)^2 - a(t)^2 [F(r)dr^2 + G(r)r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)]$$

en effectuant le changement de variable $\sigma = G(r)^{1/2}r$, nous obtenons la forme la plus générale de l'élément de métrique dans un espace homogène et isotrope :

$$ds^2 = (cdt)^2 - a(t)^2 [f(\sigma)d\sigma^2 + \sigma^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)] \quad (\text{I.2})$$

Nous pouvons encore spécifier l'élément de métrique décrit ci-dessus en déterminant la fonction $f(\sigma)$. Des considérations géométriques, nous amènent à réécrire $f(\sigma)$ de la façon suivante :

$$f(\sigma) = \frac{1}{1 - k\sigma^2}$$

k étant le paramètre de courbure dont la valeur détermine entièrement la métrique. On parlera alors d'espace de type plat ($k = 0$), sphérique ($k = 1$) ou hyperbolique ($k = -1$).

Nous avons donc trouvé l'expression de la métrique dans un espace-temps à symétrie maximale :

$$ds^2 = (cdt)^2 - a(t)^2 \left[\frac{d\sigma^2}{1 - k\sigma^2} + \sigma^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right]$$

En effectuant, le changement de variable : $d\chi^2 = \frac{d\sigma^2}{1 - k\sigma^2}$ La métrique se réécrit :

$$ds^2 = (cdt)^2 - a(t)^2 [d\chi^2 + S_k(\chi)^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)] \quad (\text{I.3})$$

avec

$$S_k(\chi) = \begin{cases} \sin(\chi), k = 1 \\ \chi, k = 0 \\ \sinh(\chi), k = -1 \end{cases}$$

Nous avons donc retrouvé la métrique de Friedmann Robertson Walker.

1.3 L'équation de Friedmann-Lemaître

Nous avons pu calculer la métrique de Friedmann Robertson Walker dans un univers homogène et isotrope. Si maintenant nous étudions l'Univers en tant qu'objet physique ayant un contenu, l'équation de champ d'Einstein relie le contenu matériel de l'espace à sa géométrie par :

$$R_{\mu\nu} - \frac{g_{\mu\nu}R}{2} + g_{\mu\nu}\Lambda = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (\text{I.4})$$

Avec $R_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci, $g_{\mu\nu}$ la métrique, R le tenseur de Ricci doublement contracté, Λ la constante cosmologique, G la constante universelle de gravitation, c la vitesse de la lumière et $T_{\mu\nu}$ le tenseur énergie impulsion. Ce dernier terme décrit la matière et l'énergie dans l'univers. Nous obtenons la première équation de Friedmann-Lemaître en calculant les termes de l'équation (I.4) pour la coordonnée temps-temps :

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G\rho}{3} + \frac{\Lambda}{3} \quad (\text{I.5})$$

avec \dot{a} la dérivée de a par rapport au temps et ρ la densité de matière et d'énergie.

Cette équation décrit l'évolution au cours du temps du facteur d'expansion. Sa solution nous montre que le facteur d'expansion était beaucoup plus petit dans le passé. Elle prédit également l'existence d'une singularité initiale qui est le Big-bang.

1.4 Les paramètres cosmologiques

On peut choisir de définir quelques paramètres dans l'équation de Friedmann-Lemaitre qui décrivent le contenu et la structure de l'univers.

Appelons donc

$$H = \frac{\dot{a}}{a}$$

le taux d'expansion de l'univers.

On définit aussi la densité critique :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

et on mesure la densité des différentes composantes énergétiques de l'univers (matière, radiation, énergie Noire) par rapport à cette densité :

$$\Omega_i = \frac{\rho_i}{\rho_c}$$

Ce qui définit leur densité réduite. On peut aussi choisir de paramétrer les équations en termes des densités réduites pour l'instant $t = t_0$. C'est notre convention pour la suite. On peut désormais définir les paramètres cosmologiques qui décrivent le contenu et la structure de l'univers :

$$\Omega_m = \frac{\rho_m}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_m \quad \text{la densité de matière} \quad (\text{I.6})$$

$$\Omega_r = \frac{\rho_r}{\rho_c} = \frac{8\pi G}{3H^2} \rho_r \quad \text{la densité de rayonnement} \quad (\text{I.7})$$

$$\Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H^2} \quad \text{la constante cosmologique} \quad (\text{I.8})$$

$$\Omega_k = \frac{-k}{H^2 a^2} \quad \text{la densité de courbure} \quad (\text{I.9})$$

La première équation de Friedmann (I.5), au temps actuel s'exprime :

$$\Omega_m + \sum \Omega_i - \Omega_k = 1$$

Ainsi, quel que soit l'univers considéré, la somme des densités d'énergie réduites vaut l'unité : $\Omega_{tot} = 1 - \Omega_k$.

Nous avons également besoin d'une relation reliant la pression aux différentes densités de matière et d'énergie. C'est l'équation d'état des différentes espèces cosmologiques. D'une manière générale, cette relation est $p = w\rho$. Les différentes valeurs de w sont données dans le tableau I.1.

Ainsi, nous pouvons écrire,

$$\begin{aligned} H^2(z, \bar{\Omega}) = \frac{\dot{a}^2}{a^2} &= H_0^2 \sum \Omega_i \left(\frac{a_0}{a}\right)^{3(1+w_i)} \\ &= H_0^2 [\Omega_m (1+z)^3 + \Omega_Q (1+z)^{3(1+w)} + \Omega_k (1+z)^2] \\ &= H_0^2 E(z)^2 \end{aligned} \quad (\text{I.10})$$

Où $\bar{\Omega} = (\Omega_m, \Omega_\Lambda, w)$ est le vecteur décrivant l'ensemble des paramètres cosmologiques dont la valeur nous intéresse. Nous avons donc réussi à exprimer le taux d'expansion de l'univers en fonction des paramètres cosmologiques et du redshift.

Composant	w
matière	0
rayonnement	1/3
constante cosmologique	-1
autre	w_x

TAB. I.1 – Valeur du paramètre w de l'équation d'état des différentes composantes de l'Univers.

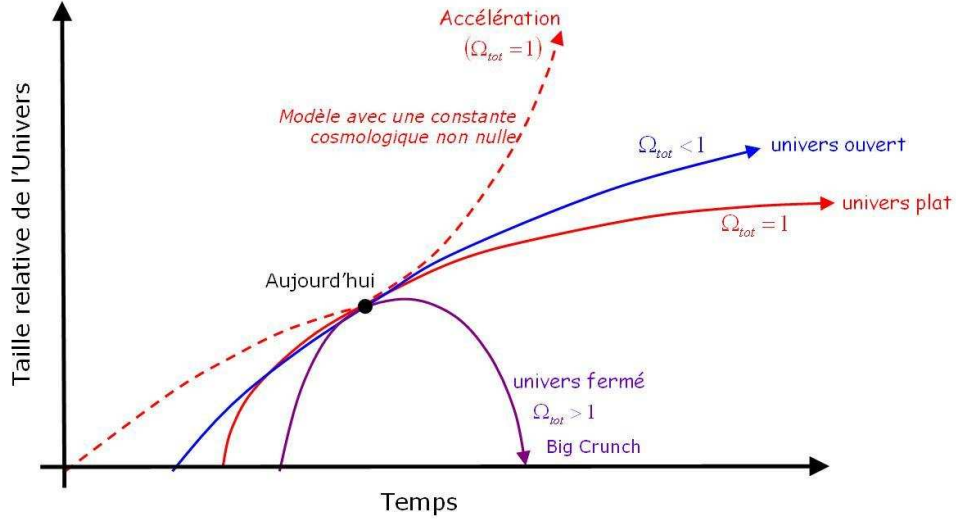


FIG. I.1 – Modèle d'évolution de l'Univers selon la valeur de Ω_{tot}

La proportion de ces différents paramètres cosmologiques influe sur la géométrie de l'univers (Fig. I.1). Nous obtenons donc les différentes géométrie d'univers suivante :

- un univers fermé si $\Omega_{tot} > 1$, c'est-à-dire que sa densité augmente pendant plusieurs milliard d'année jusqu'à ce qu'il s'effondre sous son propre poids et retourne à son état initial.
- un univers plat si $\Omega_{tot} = 1$, ($\Omega_k = 0$), l'expansion est asymptotique ;
- un univers ouvert, $\Omega_{tot} < 1$, de faible densité avec une expansion infinie.

Nous allons maintenant, grâce aux observations, déterminer la composition de l'univers, ce qui définit le modèle actuel avec la valeur des différents paramètres cosmologiques.

2 Composition de l'univers et énergie Noire

Les paramètres cosmologiques Ω_m , (qui permet de remonter à la densité de matière dans l'univers), Ω_Q (qui nous renseigne sur la densité d'énergie Noire) et w (qui relie la pression et la densité dans l'équation d'état) sont les paramètres fondamentaux qui nous permettent d'affiner les modèles cosmologiques. Leurs estimations sont donc essentielles !

2.1 Modèle de concordance

Les récentes observations convergent vers un modèle d'univers que l'on appelle modèle de concordance. Il est fondé sur les résultats de différentes sondes.

L'observation des supernovae est une sonde permettant de mesurer directement les paramètres cosmologiques. On peut aussi citer le cisaillement gravitationnel faible [31] [32] [29], le rayonnement de fonds cosmologique (CMB) [20] [22] [23], les oscillations baryoniques (BAO) [25] ou encore les mesures d'amas de galaxie [67].

L'observation de supernovae grâce aux projets indépendants, le High-z Supernova Search Team [52] et le Supernovae Cosmology Project [48] a montré un univers avec une constante cosmologique non nulle ($\Omega_\Lambda \approx 0.7$).

L'observation du rayonnement de fonds cosmologique correspond à la première image que nous ayons de l'univers lorsqu'il était âgé d'environ 300000 ans. Ce rayonnement, de type corps noir, avec un maximum d'émission autour de 3K nous fournit des informations entre autres sur les paramètres cosmologiques. En observant ce rayonnement, l'expérience WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) a montré que $0.98 < \Omega_{tot} < 1.08$ [14], établissant ainsi un univers plat et $\Omega_m = 0.27 \pm 0.04$.

Enfin l'observation des amas de galaxies permet de contraindre la densité de matière entre $0.1 < \Omega_m < 0.5$ [18].

Les résultats de ces différentes sondes peuvent être représentés dans le plan $(\Omega_\Lambda, \Omega_m)$ sous forme d'ellipse. Ces ellipses sont des contours de confiance autour de leur valeur centrale. Chaque contour délimite une zone dans laquelle varient les paramètres cosmologiques $(\Omega_\Lambda, \Omega_m)$ et pour laquelle on est capable de définir la probabilité que le résultat soit correct (ici sont représentés les contours probables à plus de 95%). Sur la figure I.2 sont représentés les résultats du CMB des supernovae et des oscillations baryoniques. Ces observations convergent vers le modèle avec une constante cosmologique appelé modèle de concordance (ou modèle Λ CDM) dont les différentes densités s'accordent selon les valeurs de 73% d'énergie Noire (qui serait responsable de l'accélération de l'expansion de l'univers), 25% de matière Noire (de nature encore inconnue) et seulement 4% de matière ordinaire (Ω_m).

2.2 L'énergie Noire

Nous avons vu dans la précédente section que le terme w décrivant l'équation d'état d'un fluide nous renseigne sur la nature du fluide. Dans le cas de l'énergie Noire, nous n'avons pas d'indications de sa nature et plusieurs hypothèses peuvent être évoquées :

- une constante cosmologique ($w = -1$) comme l'avait introduit Einstein : dans ce cas elle possède une pression négative et explique l'accélération de l'expansion de l'univers.
- une nouvelle composante dynamique qui peut évoluer avec le temps. Différents modèles sont possibles (quintessence, modification de la gravité).

Pour différencier ces modèles nous devons améliorer la précision que nous avons sur les paramètres cosmologiques et en particulier sur le terme w et son évolution avec le temps.

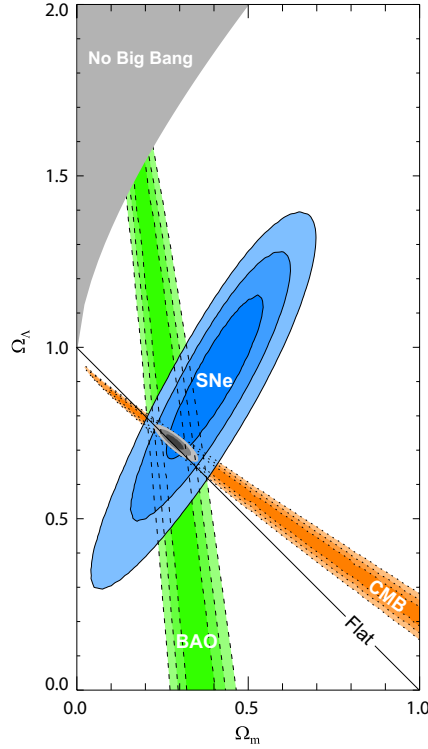


FIG. 1.2 – Contours de confiance pour la densité de matière Ω_m et la constante cosmologique Ω_Λ ($w = -1$) obtenus avec les observations des supernovae, du CMB et des oscillations baryoniques en supposant un univers plat. Les différentes données observées sont consistantes avec un modèle avec une constante cosmologique non nulle ($\Omega_m = 0.3, \Omega_\Lambda = 0.7$) (zone commune des 3 contours de confiance).

3 Mesure de l'énergie Noire par l'observation de supernovae de types Ia (SNIa)

Dans cette section, nous allons voir comment une supernova de type Ia, par l'intermédiaire de son flux permet de déterminer les paramètres cosmologiques. La méthode de détection des supernovae de type Ia, l'intérêt d'obtenir leur spectre et leur courbe de lumière puis les corrections (de couleurs et d'étirement) à apporter pour pouvoir les standardiser seront décrits. Enfin, la méthode des moindres carrés qui permet de contraindre les paramètres cosmologiques sera détaillée.

3.1 Les SNIa, des chandelles standard ?

Une supernova est une étoile en fin de vie qui explose et dont l'éclat augmente puis diminue au cours du temps. Il existe plusieurs type de supernovae, les supernovae de type Ia (SNIa) possèdent des caractéristiques intéressantes. Le modèle communément admis est l'explosion d'une naine blanche dans un système binaire situé dans une galaxie. La naine blanche accrète de la matière provenant de sa voisine et lorsque elle atteint une masse limite dite masse de Chandrasekhar elle rentre dans un processus d'explosion thermonucléaire. La

masse limite étant toujours la même, la luminosité au moment de l'explosion est identique et connue. Cette caractéristique nous permet de mesurer leur distance lumineuse et ainsi de déterminer les paramètres cosmologiques.

3.2 Mesure des paramètres cosmologiques grâce aux SNIa

Le flux reçu de la supernovae est directement relié à la distance qui nous sépare d'elle. Cette distance appelée distance lumineuse nous permet d'accéder aux paramètres cosmologiques.

$$F_{recu} = \frac{F_{emis}}{4\pi dL(z)^2}$$

avec F_{recu} le flux reçu par un observateur, F_{emis} le flux émis par l'objet observé et $dL(z) = (1+z)r(z)$ la distance lumineuse. Celle-ci dépend des paramètres cosmologiques par l'intermédiaire de $r(z)$ qui est la première coordonnée sphérique :

$$r(z) = S_k(\chi) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \sin \left(\sqrt{|\Omega_k|} \times \int_0^z \left[\frac{H_0}{H(z')} dz' \right] \right) & \text{si } \Omega_k < 0 \\ \int_0^z \frac{H_0}{H(z')} dz' & \text{si } \Omega_k = 0 \\ \frac{1}{\sqrt{|\Omega_k|}} \sinh \left(\sqrt{|\Omega_k|} \times \int_0^z \left[\frac{H_0}{H(z')} dz' \right] \right) & \text{si } \Omega_k > 0 \end{cases}$$

Le flux et la luminosité dépendent du filtre d'observation de l'objet. Les astronomes ont l'habitude de mesurer la luminosité d'un objet en terme de magnitude plutôt qu'en unité de flux.

Celle-ci se définit comme étant :

$$Mx = -2.5 \log(F_{recu}) + C$$

avec C est une constante dépendante du système de magnitude choisie.

Ainsi, la magnitude observée dépend des paramètres cosmologique. Un ajustement des observables du diagramme de Hubble (magnitude apparente et z) permet alors d'extraire les paramètres cosmologiques.

3.3 Identification des SNIa

La stratégie de détection repose sur la soustraction d'images. Lorsque une supernovae explose son changement de luminosité apparaît lorsque l'on fait la différence de deux images. L'identification d'une supernovae se fait grâce à son spectre. En effet, une SNIa possède un spectre particulier permettant de l'identifier. Une fois la SNIa détectée nous avons besoin de connaître son flux à son maximum de luminosité. Pour cela nous devons donc établir sa courbe de lumière, c'est à dire l'évolution au cours du temps de sa luminosité. Enfin, nous avons besoin de déterminer son décalage spectral z.

Spectre d'une SNIa

Le spectre d'une supernovae de type Ia est très particulier et nous permet de l'identifier. En effet celui-ci contient une forte raie d'absorption de silicium et l'absence d'une raie

d'hélium. Il faut généralement soustraire le spectre de la galaxie hôte dont la luminosité contamine le spectre de la supernovae. Le spectre de la galaxie est ajusté grâce à des spectres modèles.

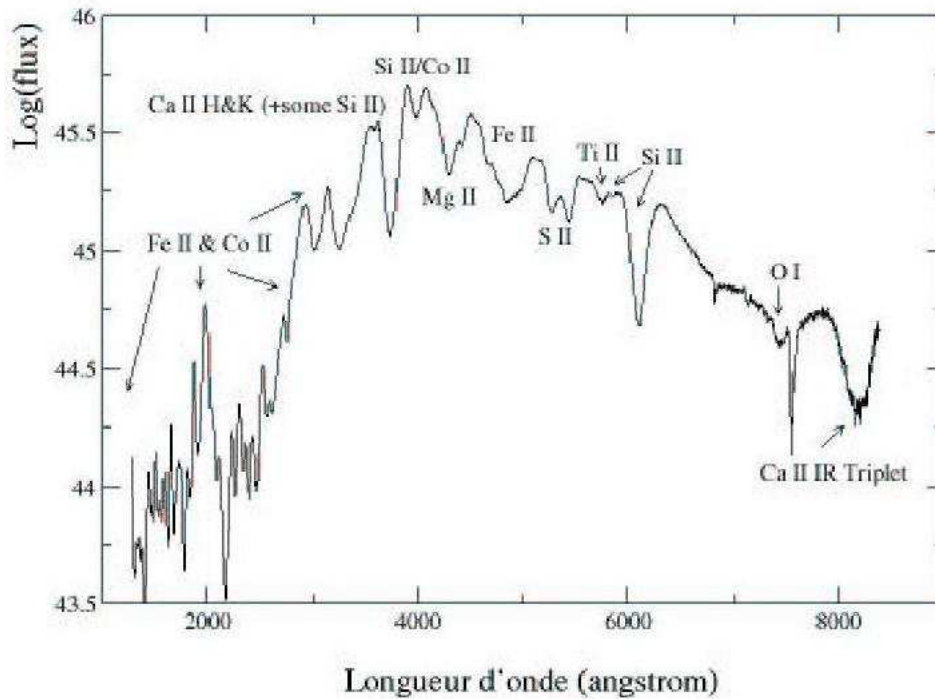


FIG. I.3 — Spectre d'une supernovae. On peut remarquer la raie du silicium (noté Si II) qui va permettre l'identification de la supernova.

Courbe de lumière

La courbe de lumière d'une supernovae est l'évolution au cours du temps de sa luminosité. Cette courbe de lumière est différente pour chaque SNIa (Fig.I.4). Plusieurs facteurs sont responsables de cette dispersion tels la composition chimique de l'étoile progénitrice, le type de la galaxie hôte, ou encore la position de l'explosion dans la galaxie (au centre ou au bord). La dispersion de la magnitude d'une supernova à l'autre peut être néanmoins réduite par des corrections appropriées. On parle de standardisation des SN Ia.

La standardisation de la supernovae se fait principalement par deux corrections, la correction d'étirement et la correction K.

La première repose sur la corrélation entre le maximum de luminosité et la largeur de la courbe de lumière. C'est la correction du facteur d'étirement. La correction K vient du fait qu'une observation d'une supernova se fait à travers un filtre particulier. Ainsi, l'observation ne révèle qu'une partie du spectre total décalé vers le rouge. La correction K (Fig.I.5) permet de mesurer la magnitude de l'objet dans un filtre considéré dans le référentiel de l'objet étudié.

Après avoir appliqué ces corrections, la dispersion de la magnitude au pic de luminosité est

réduite à environ 0.15 magnitude. Ces corrections permettent de standardiser les supernovae et ainsi de les utiliser pour déterminer les paramètres cosmologiques.

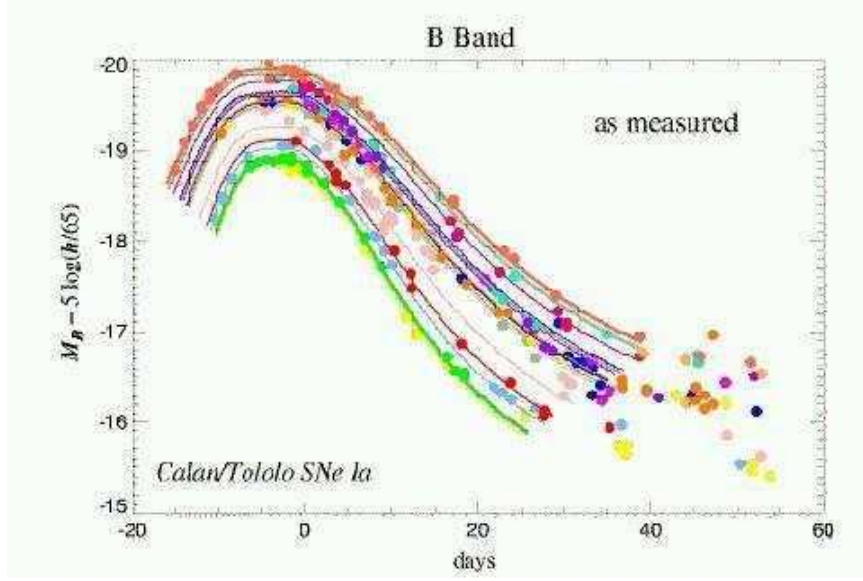


FIG. I.4 – Courbes de lumière observées dans le cadre de l'expérience Calan-Tololo Supernovae Search Hamuy (1993). Chaque couleur représente une supernova

Décalage spectral

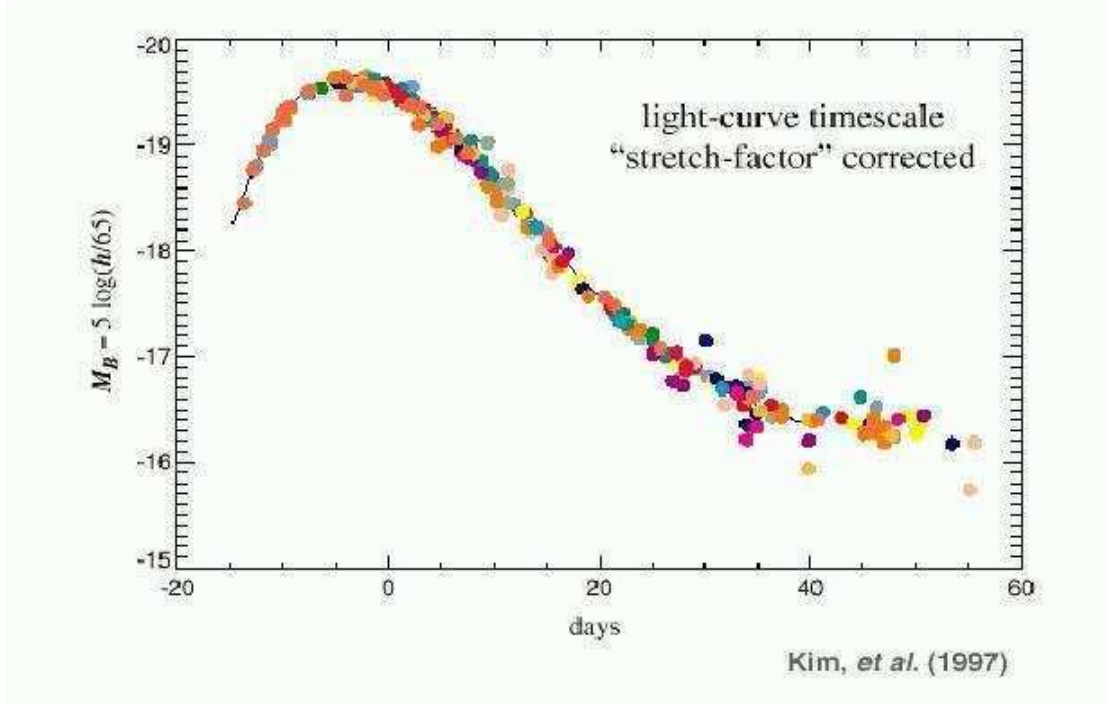
Le décalage spectral est généralement mesuré à partir du spectre de la galaxie hôte. En effet, elle possède des raies en émissions très fortes facilement identifiables.

3.4 Méthode d'ajustement des paramètres cosmologiques :

Pour un lot donné d'observations de supernovae pour lesquelles nous avons mesuré leur magnitude (m_i), leur décalage spectral (z) et les erreurs associées ($\sigma(m, i)$) nous voulons maintenant contraindre nos modèles d'énergie Noire. La méthode des moindres carrés ou minimisation de χ^2 permet d'ajuster au mieux les observations aux modèles théoriques. Si l'on considère que les observations sont indépendantes et que les erreurs sont gaussiennes alors le χ^2 s'applique sous la forme :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{m_i(z) - m(z_i, \bar{\Omega})}{\sigma(m, i)} \right)^2$$

Où $m(z_i, \bar{\Omega})$ est la magnitude associée au modèle testé avec les paramètres cosmologiques $\bar{\Omega}$. Le modèle s'ajustant le mieux aux données s'obtient en minimisant la quantité ci-dessus par rapport à chacun des paramètres cosmologiques. Pour faciliter la minimisation, on peut

FIG. I.5 – Courbe de lumière après correction de l'étirement et de la correction K

effectuer des hypothèses de départ sur la forme de l'univers. Par exemple, on peut supposer que :

- l'univers est plat ($\Omega_{tot} = 1$)
- l'équation d'état de l'énergie Noire est de la forme $w = -1$,
- la densité de rayonnement est négligeable.

3.5 Résultats obtenus avec les SNIa

Les supernovae ont l'avantage d'être une sonde particulièrement sensible à l'évolution de l'expansion de l'univers. Les premiers résultats des années 90 [50] et [52] ont permis de contraindre les paramètres cosmologiques et de mettre en évidence l'accélération de l'expansion de l'univers. Ces résultats ont été confirmés par l'expérience SuperNovae Legacy Survey (SNLS) (ce projet est prévu pour un fonctionnement de cinq ans entre 2003 et 2008) [4] grâce à l'observation de 71 supernovae de type Ia (Fig.I.6).

Des résultats plus récents ont été obtenus par compilations des données de différents programme d'observation. On peut citer le lot UNION de plus de 300 supernovae [28]. Ces résultats sont cohérents avec le modèle de concordance et précisent les valeurs de paramètres cosmologiques selon :

$$\Omega_m = 0.287 \pm 0.29 \pm 0.39$$

Cependant la nature de l'énergie Noire n'est pas encore bien déterminée. L'observation

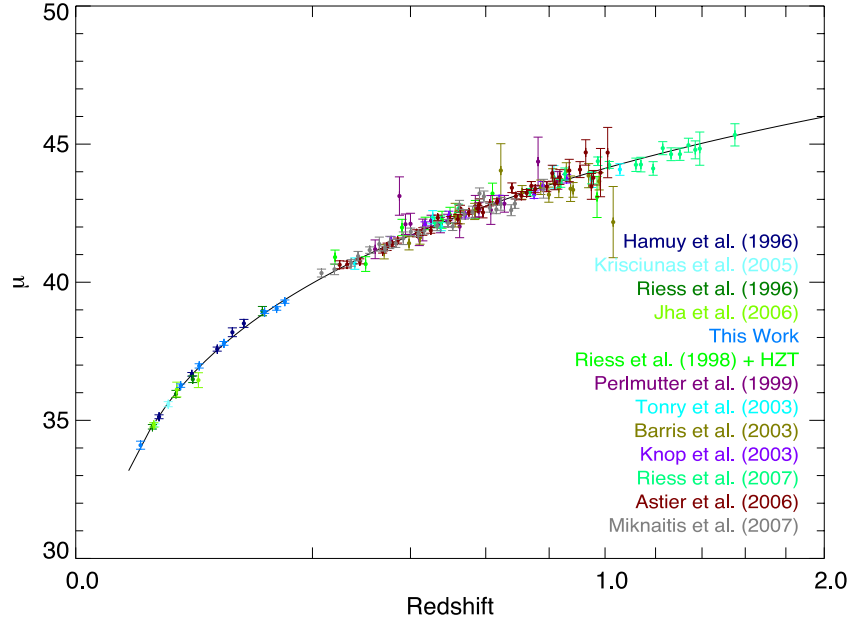


FIG. 1.6 – Résultats obtenus avec l'expérience le lot UNION [28]. Le meilleur ajustement est celui pour lequel $\Omega_m = 0.287$

plus détaillée d'un plus grand échantillon de supernovae nous permettrait de mieux caractériser cette énergie.

D'autres projets d'observation de supernovae sont en cours dont le but est d'enrichir le nombre de supernovae proches ($z < 0.1$) (comme le projet SN Factory [68]) et de suivre les supernovae lointaines ($z > 1$).

Le projet DES (Dark Energy Survey [16]) prévoit d'observer quelques milliers de supernovae pour un décalage spectral inférieur à 1. A plus long terme le projet LSST (Large Synoptic Survey Telescope [65]) prévoit de découvrir plusieurs millions de supernovae pour un décalage spectral inférieur à 1.

Pour pouvoir suivre des supernovae à un décalage spectral supérieur à 1 il faut des missions spatiales. C'est le cas du projet SNAP/JDEM.

3.6 Projets futurs

Les futurs grands projets en perspectives comme LSST (Large Synoptic Survey Telescope) au sol ou SNAP/JDEM et EUCLID de l'ESA dans l'espace prévoient des relevés de près de 20000 degrés carrés du ciel en photométrie et spectroscopie. Ces observations permettront des données d'une précision inégalée pour des mesures de cisaillement gravitationnel, d'oscillations baryonique et de supernovae.

Nous allons nous intéresser par la suite à la mission SNAP/JDEM.

4 SNAP/JDEM une mission dédiée

4.1 Objectif scientifique

La mission SNAP/JDEM est un satellite dédié à l'étude de la nature de l'énergie Noire responsable de l'accélération de l'expansion de l'univers. Son but est de déterminer la densité d'énergie Noire et de la caractériser par son équation d'état.

La détermination des paramètres cosmologiques sera effectuée à travers la mesure d'un échantillon de 2000 supernovae de type Ia et par la mesure du cisaillement gravitationnel sur un champ d'environ 10000 degrés carrés.

4.2 Spécifications

La mission SNAP a pour ambition d'atteindre une précision de l'ordre du pour cent sur la mesure des paramètres cosmologiques [1]. Son but est de mesurer la densité de matière et la densité d'énergie Noire avec une précision respective de ± 0.02 et ± 0.05 .

L'observation d'échantillon de 2000 supernovae standardisées observées jusqu'à un décalage vers le rouge de 1.7 nous permettra de remonter à l'évolution de l'expansion jusqu'à une précision de 1%.

Pour les supernovae lointaines, à cause du décalage spectral, les mesures de flux seront dans le proche infrarouge. L'atmosphère terrestre bloque ce type de rayonnement, c'est pourquoi la mission SNAP est un instrument spatial.

4.3 Les supernovae dans SNAP

Optimiser l'échantillon des supernovae

Il est important d'observer des supernovae à des grands décalages spectraux car elles permettent de mesurer les différentes phases d'évolution de notre Univers.

La mission SNAP prévoit de mesurer un échantillon de 2000 supernovae pour des décalages spectraux de 0.3 à 1.7. Un échantillon de supernovae proche ($z < 0.8$) est nécessaire pour contrôler les erreurs systématiques. Un échantillon de supernovae distantes ($z > 0.8$) permet de lever les dégénérescence des modèles d'énergie Noire qui varie avec temps (z).

Enfin un échantillon élevé de supernovae par intervalle de z permet de diminuer la dispersion intrinsèque des supernovae de 0.15. En mesurant, par exemple, $N = 100$ supernovae dans un intervalle de z (de 0.1 en distance), la dispersion intrinsèque est réduite à $0.15^2/\sqrt{N}$ grâce à la statistique. A ce niveau là, la précision sur la mesure de la magnitude des supernovae est non plus limitée par l'erreur statistique mais par le contrôle des systématiques.

Programme d'observation de SNAP/JDEM

Le satellite SNAP/JDEM doit établir la courbe de lumière des supernovae en photométrie multibande dans le domaine du visible et de l'infrarouge afin de calculer correctement la magnitude et les couleurs (pour la correction de l'extinction de la lumière de la supernova).

Le spectre des supernovae au maximum de luminosité doit aussi être mesuré afin de les identifier de les classer et de les contrôler. Le spectre de la galaxie hôte est également nécessaire pour mesurer le décalage spectral avec une erreur $\sigma_z = 0.003(1 + z)$.

Le satellite SNAP doit donc construire les courbes de lumière des supernovae, leurs spectres et doit soustraire des images le flux provenant de la galaxie hôte.

Ce satellite est donc constitué d'un imageur et d'un spectrographe.

Contrôle des erreurs

Pour avoir une bonne précision de mesure il faut aussi contrôler les erreurs systématiques. Celles-ci sont de différentes natures. Il existe les erreurs instrumentales comme :

- l'erreur de calibration photométrique,
- l'erreur sur la bande passante des filtres permettant de capter le flux de la supernova,
- le biais de Malmquist. En effet, la recherche des supernovae étant limitée par leur flux, on a tendance à détecter préférentiellement les objets les plus brillants. Ce biais affecte donc la luminosité moyenne des supernovae détectées selon le décalage vers le rouge. La correction de ce biais suppose que l'on connaisse l'efficacité de détection des supernovae.

On distingue aussi les erreurs liées à l'environnement :

- les effets d'évolution. En effet, les supernovae peuvent avoir un comportement différent en fonction du décalage vers le rouge, autrement dit elles peuvent avoir évolué. Cette évolution peut être due à des différences de métallicité, de masse du progéniteur engendrant une luminosité au maximum différente selon le décalage vers le rouge. Seules les futures observations sur un échantillon important de supernovae proches et lointaines permettront de mieux comprendre cet effet.
- l'effet de lentille gravitationnelle. La lumière en passant par des structures à grandes échelles peut être amplifiée par un effet de lentille gravitationnelle. Les magnitudes des objets observés peuvent donc être altérées par ce phénomène.
- la poussière grise. Ces poussières présentent dans le milieu intergalactique provoquent une extinction de la lumière des supernovae. Par conséquent, les magnitudes des supernovae observées sont plus faibles que dans un univers vide. Ces poussières affecteraient toutes les longueurs d'onde de manière équivalente, n'engendrant donc pas de rougissement comme dans le cas des poussières ordinaires. Là encore, l'existence et les effets de cette poussière nécessitent des observations plus poussées pour pouvoir les intégrer comme erreur systématique.

4.4 Le satellite SNAP

Le satellite SNAP comporte :

- un télescope doté d'un miroir de 2 mètres,
- un imageur grand champ de 0.7 degré carré constitué d'un demi milliards de pixels couvrant le domaine des longueurs d'onde visible et infrarouge de 0.35 à 1.7 μm ,
- un spectrographe couvrant le domaine de 0.35 à 1.7 μm .

Le télescope

Le miroir primaire est de 2m de diamètre. Il collecte la lumière, la renvoie vers le miroir secondaire qui la réfléchit à travers le miroir primaire. Deux miroirs plus petits dirigent la

lumière vers le plan focal où les filtres et les instruments sont disposés. Ce type de montage optique appelé anastigmat à trois miroirs permet de réduire considérablement la taille du télescope (Figure I.7 [43] [61]). Les spécifications sont donnés dans le tableau I.2.

Champ de vue	1.26×1.26 degres carre
Limite de diffraction	0.1 arc seconde
Magnitude Limite	30
Miroir Primaire	2 metres
Miroir Secondaire	0.48 metres
Miroir Tertiaire	0.238 metres

TAB. I.2 – *Caractéristiques du télescope de la mission SNAP*

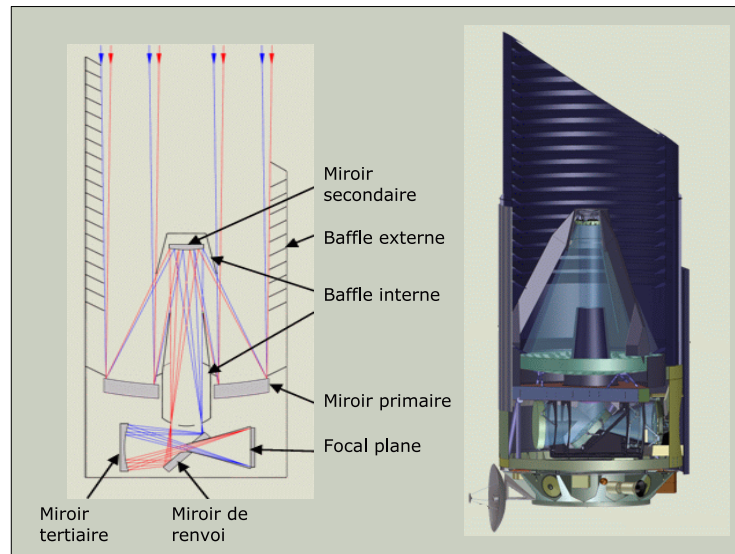


FIG. I.7 – *Concept du télescope de SNAP comprenant trois miroirs anastigmat et un miroir de repliement.*

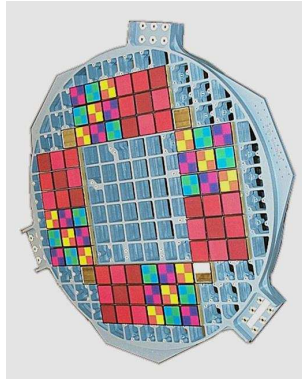
L'imageur

Le rôle de l'imageur est de mesurer les courbes de lumières des supernovae. Les spécifications des détecteurs de l'imageur sont données dans le tableau I.3. Ses spécifications ont été atteintes avec un détecteur infrarouge hybride en HgCdTe, le HAWAII-2RG (ou H2RG) de Teledyne dont les caractéristiques sont données dans le tableau I.4. Elles seront détaillées dans le chapitre III. L'imageur est constitué de 36×36 détecteurs HAWAII-2RG [64]. Nous obtenons donc un imageur de environ 600 megapixels (Fig.I.8) !

Paramètres	specification
Domaine de longueur d'onde	$0.9 - 1.7\mu\text{m}$ (coupure à $1.7\mu\text{m}$)
Efficacité quantique	$> 60\%$
Température de fonctionnement	$140K$ passif
Bruit thermique	0.02 e/pxl/s
Bruit total	$< 8e-$ pour 300s de temps d'exposition

TAB. I.3 – *Specifcation sur les détecteurs infrarouge pour l'imageur de SNAP*

Entreprise	Teledyne
Détecteur	<i>H2RG</i>
Taille du pixel	$18 \mu\text{m}$
Nombre de pixels	$2048 * 2048$
Fréquence de lecture	100kHz à 5Mhz
Nombre de sortie possible	1,4 ou 32
Type de remise à zero	par pixel, par ligne ou globale
Pixel de référence	8 lignes et 8 colonnes sur chaque coté

TAB. I.4 – *Caractéristiques du détecteur HAWAII-2RG*FIG. I.8 – *L'imageur du télescope*

Le spectrographe

Le spectrographe a pour but de mesurer le décalage vers le rouge et d'identifier le type de supernovae observées. Pour cela, il réalise le spectre de la supernova et de sa galaxie hôte. Nous avons choisi un concept de spectrographe à intégrale de champ. Cette technologie permet d'acquérir, en un seul temps de pose, le spectre de chaque élément spatial d'un champ à 2 dimensions.

Ses objectifs, son concept et ses performances seront traités dans le chapitre II. Le détecteur utilisé est le même que pour l'imageur, c'est à dire un détecteur HAWAII-2RG de Teledyne.

En revanche, les spécifications (Tab. I.5) sont différentes et nous poussent donc à optimiser l'utilisation de ce détecteur.

Paramètres	specification
Domaine de longueur d'onde	$0.9 - 1.7\mu\text{m}$ (coupure à $1.7\mu\text{m}$)
Efficacité quantique	$> 60\%$
Température de fonctionnement	$< 140K$ passif
Bruit thermique	0.002 e/pxl/s
Bruit total	$< 8e-$ pour un temps d'exposition $> 1000\text{s}$

TAB. I.5 – *Specification sur les détecteurs infrarouge pour le spectrographe de SNAP*

5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé le principe de mesure des paramètres cosmologiques et plus particulièrement de la densité d'énergie Noire. Cette densité caractérise l'évolution de l'expansion de l'univers.

L'observation de supernovae de type Ia a montré que l'univers était en expansion accéléré et que cette accélération de l'expansion est due à une énergie dont on ne connaît pas la nature physique, l'énergie Noire. La mission SNAP/JDEM se propose de déterminer la nature de cette énergie par l'observation de supernovae de type Ia avec une précision encore inégalée. La mission est un instrument spatial doté d'un télescope, d'un imageur et d'un spectrographe à intégral de champ.

La principale limitation pour le spectrographe est le nombre de photons reçu. Les détecteurs infrarouges utilisés dans le spectrographe doivent donc répondre à des spécifications bien précises. Les détecteurs hybrides HAWAII-2RG développés par Teledyne atteignent ces spécifications. L'utilisation optimale de ces détecteurs infrarouges dans le spectrographe constitue le sujet de cette thèse.

Chapitre II

Le spectrographe de SNAP

Sommaire

1	Objectifs scientifiques du spectrographe de SNAP	19
2	Méthode de spectroscopie	22
3	Le concept optique du spectrographe de SNAP	24
4	Optimisation de la configuration du spectrographe	26
5	Conclusion	30

Le but de ce chapitre est de décrire les performances du spectrographe du satellite SNAP. Je débiterai par un rapide rappel des objectifs scientifiques et du concept de spectroscopie innovant utilisé dans le spectrographe. Je décrirai ensuite ses caractéristiques optiques qui répondent au mieux aux objectifs. Je me concentrerai enfin sur l'effet des détecteurs infrarouges dans les performances du spectrographe.

1 Objectifs scientifiques du spectrographe de SNAP

Un des objectifs est la détermination des paramètres cosmologiques par l'observation des supernovae de type Ia. Pour cela, il faut les identifier, les classer et déterminer leurs décalages spectraux. Pour contrôler leur évolution, il faut aussi mesurer leurs spectres avec précision. Le spectrographe doit, pour des supernovae proches comme lointaines remplir ces objectifs. Le spectrographe doit aussi mesurer le décalage spectral de la galaxie hôte. Nous allons ici définir les spécifications pour le spectrographe de SNAP qui permettent d'atteindre ces objectifs.

1.1 Identification et classification des supernovae

Les supernovae utilisées en cosmologie sont de type Ia . Nous devons donc les identifier parmi les objets observés. Celles-ci sont identifiables spectralement grâce à leur raie en absorption du silicium située à $\lambda_0 = 6150 \text{ \AA}$ (à $z = 0$). Il faut pouvoir identifier cette raie jusqu'à un décalage spectral de 1.7, soit jusqu'à une longueur d'onde de 16605 \AA ($\lambda = \lambda_0(1 + z)$ avec $z = 1.7$). Ainsi, le spectrographe doit être sensible au domaine $0.4 \mu m$ - $1.7 \mu m$. Cela correspond au domaine visible et proche infrarouge. On peut aussi étudier les supernovae avec des caractéristiques telles que les vitesses, la largeur équivalente, les

rapports de raie qui demandent une bonne précision de mesure du spectre et permettent de les contraindre pour la cosmologie.

Les spectres attendus des supernovae pour un décalage spectral de 1.2 et 1.7 sont donnés dans la figure II.1. On suppose que le flux de la galaxie hôte a déjà été soustrait. La raie du silicium se situe à 13530 Å pour la supernova située à $z=1.2$ et à 16605 Å pour la supernova située à $z=1.7$.

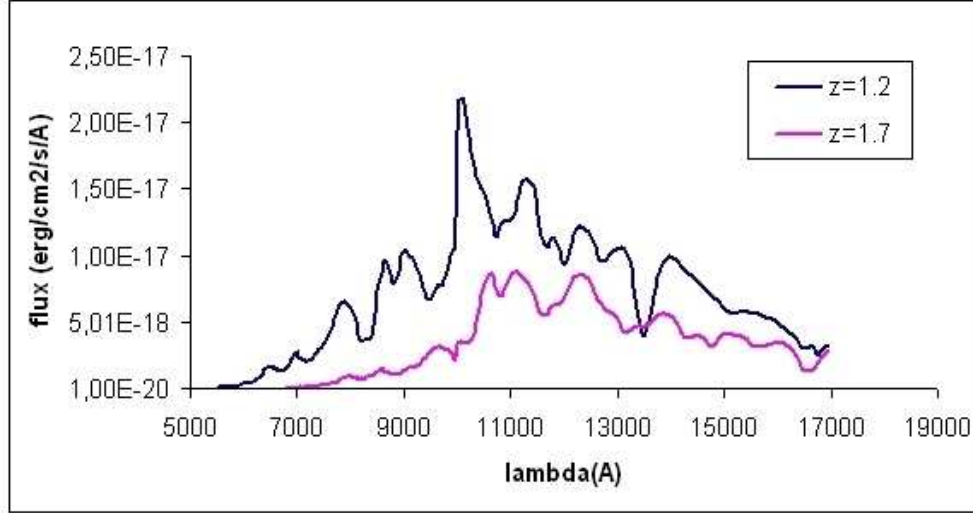


FIG. II.1 – Spectre de supernovae à $z=1.2$ et $z=1.7$

1.2 Sensibilité et performance

Comme nous l'avons vu précédemment, plus la supernova est située à un décalage spectral élevé, plus le flux reçu est faible. Dans le spectrographe, ce flux est encore atténué puisqu'il est dispersé en longueur d'onde. Le spectrographe de SNAP doit être sensible aux supernovae les plus lointaines. Pour cela, le flux reçu par les détecteurs du spectrographe, pour chaque élément spectral, doit être suffisant pour être détecté.

Le flux de la raie du silicium de la supernova diminue avec le décalage spectral (Fig.II.2). Ainsi, si nous voulons identifier des supernovae jusqu'à un décalage spectral de 1.7, le spectrographe doit être sensible à un flux d'environ $3.17 \cdot 10^{-20} \text{ erg/cm}^2/\text{s}/\text{Å}^1$. Le flux habituellement reçu par un télescope au sol provenant d'une étoile de magnitude 22 est d'environ $10^{-15} \text{ erg/cm}^2/\text{s}/\text{Å}$. Dans notre cas, le flux à détecter est donc très faible et demande une grande sensibilité de détection.

La qualité de la mesure dépend de la valeur de σ_f , l'erreur sur le flux mesuré f . La qualité doit être la plus grande possible. La sensibilité du spectrographe se définit par le rapport f/σ_f . La sensibilité choisie est de $\frac{f}{\sigma_f} > 20$. Ce critère sera expliqué et utilisé dans la section 4.1.

La mesure de flux doit de plus être suffisamment précise pour ne pas créer des erreurs

¹un erg est une unité de mesure de l'énergie et vaut 10^{-7} J

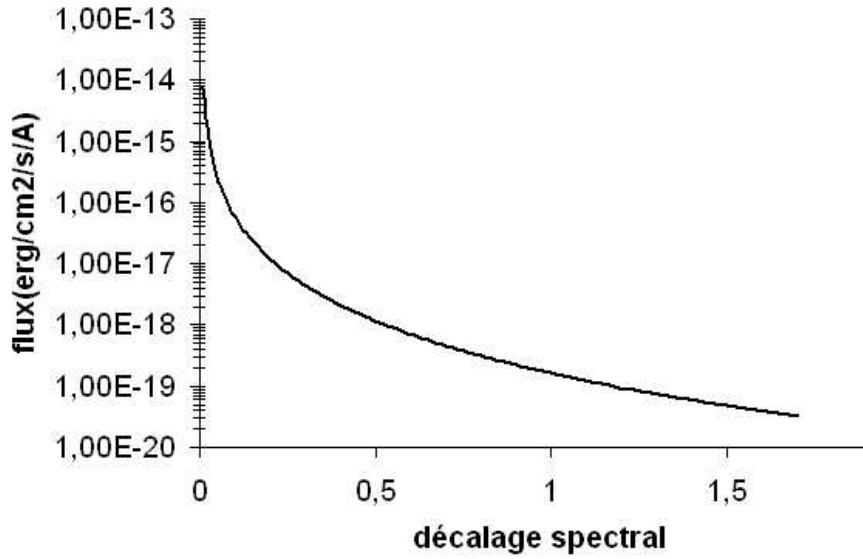


FIG. II.2 – Evolution du flux de la raie du silicium ($\lambda_0 = 6150\text{\AA}$) avec le décalage spectral

systématiques. Cela donne des contraintes fortes de calibration : la longueur d'onde doit être mesurée avec une erreur inférieure au nanomètre et la calibration photométrique relative doit être mesurée à 1 % de précision.

Ce faible flux, une fois dispersé par le spectrographe devra être enregistré par les détecteurs. L'impact des performances des détecteurs infrarouges utilisés pour capter ses flux sera discuté dans la section 4.1.

1.3 Mesure du décalage vers le rouge

Le spectrographe de SNAP doit mesurer le décalage spectral de chaque supernova. La mesure de ce paramètre est nécessaire pour construire le diagramme de Hubble. La précision voulue sur la mesure varie avec le décalage spectral selon $\delta z = 0.003(1 + z)$. Mesurer ce paramètre à partir du spectre de la supernova n'est pas assez précis car il possède des raies trop larges avec une vitesse élevée. Une supernova explose dans une galaxie. On utilise donc les raies d'émission fines du spectre de la galaxie hôte comme la raie de OII comprise dans la gamme visible pour tout l'intervalle spectral $0 < z < 1.7$ et la raie H_α dans l'infrarouge. La plupart des galaxies possèdent des raies d'émission (80 % à grand décalage spectral). Les galaxies proches qui ne possèdent pas de raie d'émission ont généralement une luminosité assez grande pour déterminer leur décalage spectral.

Le spectrographe doit donc observer la supernova pour pouvoir la caractériser et observer sa galaxie hôte pour pouvoir mesurer le décalage spectral et aussi soustraire son flux. La taille moyenne d'une galaxie est estimée à 1 arcseconde. Avec une erreur de 3σ sur cette taille moyenne, le champ de vue doit donc être de 3×3 arcseconde.

1.4 Calibration des étoiles standard

Les étoiles standard sont des étoiles brillantes de magnitude comprise entre 0 et 16. La dynamique de l'imageur est trop faible pour observer ces étoiles sans saturer. Le spectrographe par contre peut être utilisé pour calibrer l'imageur. Ainsi, on réalise d'abord la calibration d'étoiles très brillantes avec le spectrographe qui sera ensuite transférée à l'imageur.

Le tableau II.1 rappelle les objectifs scientifiques du spectrographe de la mission SNAP et les spécifications associées.

Domaine spectral	$0.4\mu m - 1.7\mu m$
Flux limite pour la raie du silicium	$3.17 \cdot 10^{-20} \text{ erg/cm}^2/\text{s}/\text{\AA}$
Champ de vue	$3 \times 3 \text{ arcsec}$
Précision sur la mesure du décalage spectral	$0.003(1+z)$
Erreur de calibration	de l'ordre de 1%

TAB. II.1 – Spécifications scientifiques du spectrographe de la mission SNAP

2 Méthode de spectroscopie

Un spectrographe permet grâce à un élément dispersif de décomposer en longueur d'onde le flux de l'objet incident et ainsi d'obtenir son spectre. Il existe différentes techniques de spectroscopie. La spectroscopie classique à fente ainsi que la spectroscopie 3D seront présentées ici.

2.1 Spectroscopie classique à fente

Cette technique est la plus classique des techniques de spectroscopie. Elle consiste à placer une fente dans le plan focal du télescope pour sélectionner les objets qu'on veut résoudre.

Cette technique est sensible à lumière parasite et ne peut être appliquée que sur des champs de vue très réduits (une étoile par exemple). Aujourd'hui, les techniques de spectroscopie ont évolué pour élargir le champ de vue et retrouver ainsi l'information spectrale sur des champs plus grands. On parle alors de spectroscopie 3D qui permet d'accéder à la fois aux données spectrales et spatiales du champ.

2.2 La spectroscopie 3D

Dans cette section, je présente les trois principales techniques pour la spectroscopie 3D développées à ce jour. Je m'appuierai pour cela sur les travaux de thèse de C.Bonneville [5] et F.Laurent [6].

La spectroscopie à fente longue

La spectroscopie à fente longue permet d'acquérir simultanément plusieurs spectres de plusieurs objets situés dans la fente. Chaque sous région de la fente est dispersée dans une direction perpendiculaire à la fente. Cette méthode exige un pointage très précis de la cible et un instrument très stable pour placer l'objet dans la fente et pour faire parcourir la fente dans le champ. Cela demande des conditions très difficiles à réaliser en particulier pour des observations au sol, sensibles à la turbulence atmosphérique.

La spectroscopie multi-objets

Les spectrographes dits multi-objets permettent d'obtenir simultanément les spectres d'une collection d'objets à différentes positions dans le champ. Le principe consiste à placer le plus grand nombre de fentes possible dans le plan focal d'entrée d'un spectrographe classique. Plusieurs concepts ont été développés [6], les spectrographes à masque (expérience VIRMOS au VLT [7]), les spectrographes à fibres (projets BOSS [57], BIGBOSS [58]) et les spectrographes à matrice de micro-miroirs (éléments DMD dans l'expérience EUCLID [53]).

La spectroscopie Intégrale de Champ

La spectroscopie à intégral de champ permet d'obtenir en même temps les informations spatiales et spectrales d'un champ de vue donné. Il existe trois grandes techniques de spectrographes intégraux de champ :

Trame à micro-lentilles : une matrice de micro-lentilles, placée au plan focal du télescope, échantillonne l'image en zones contiguës carrées ou hexagonales par exemple. Chacune des micro-lentilles va former l'image de la pupille du télescope, qui est ensuite dispersée par un spectrographe classique.

Trame de micro-lentilles couplé avec des fibres optique : chaque micro-lentille est couplée à une fibre optique qui transporte l'information à l'entrée du spectrographe où toutes les fibres sont alignées. Le couplage micro-lentilles - fibres permet d'adapter l'ouverture du faisceau d'entrée à celui du spectrographe et éviter ainsi que les spectres se mélangent [21] [47].

Découpeur d'images ou miroir slicer : le principe du découpeur d'image est de découper l'image dans le plan focal du télescope en tranches et de réarranger ces tranches en une longue fente à l'entrée du spectrographe. Le coeur de ce concept repose sur un empilement de miroirs fins inclinés les uns par rapport aux autres, dits *slicers* (Fig. II.3). Nous allons revenir plus en détail sur ce concept.

2.3 Comparaison des différents concepts

On veut obtenir le spectre de la supernova et de sa galaxie hôte en même temps avec une bonne précision. La spectroscopie à intégrale de champ est la technique la mieux adaptée à notre cadre. Le choix de la technologie repose principalement sur son adaptabilité à l'espace et ses performances spectro-photométriques

Le tableau II.2 compare les trois techniques. Les micro-lentilles couplées avec des fibres ont été utilisées dans l'expérience SNIFF [47] au sol. Cependant cette technologie n'est pas

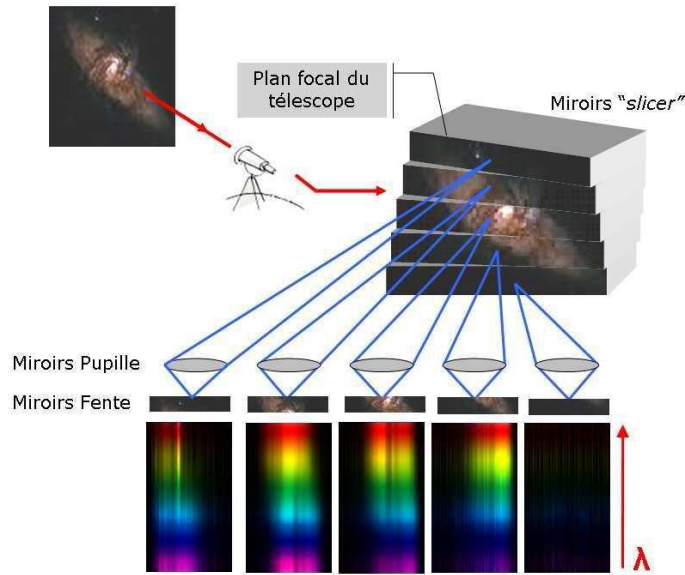


FIG. II.3 – Principe de la technologie slicer dans un spectrographe à intégral de champ.

adaptée à l'espace (l'efficacité n'est pas maximale et elle nécessite de la colle). La technologie à découpeur d'images est adaptée pour le spatial car elle ne possède ni colle ni pièce mobile et c'est un sous système compact et léger. Elle permet aussi d'obtenir en une seule fois l'information spatiale et spectrale du champ de vu observé. Enfin, cette technologie, en recueillant tout le flux de la supernova assure une très bonne spectro-photométrie. Ainsi, la technologie retenue pour SNAP est celle basée sur les miroirs slicers.

Type de spectroscopie à Intégrale de Champ	Micro-lentilles	Micro-lentilles + fibres	Découpeur d'image
Efficacité optique	80 %	50-80 %	90 %
Domaine spectral	limité	complet	complet
Pourcentage de zone morte (réflexion nulle)	25-15 %	25-5 %	5 %
Risque	Lumière diffusée Diffraction	Colle fibre/micro-lentilles Diffraction	Alignement des miroirs Diffraction
Refroidissement	possible	difficile	possible

TAB. II.2 – Comparaison des différentes techniques de spectroscopie à Intégrale de Champ.

3 Le concept optique du spectrographe de SNAP

Le concept optique adopté pour le satellite SNAP est donc un spectrographe à intégral de champ basée sur les miroirs "slicers".

3.1 Principe de fonctionnement du spectrographe

Le concept optique est représenté dans la figure II.4. Le spectrographe est constitué d'éléments optiques et de détecteurs.

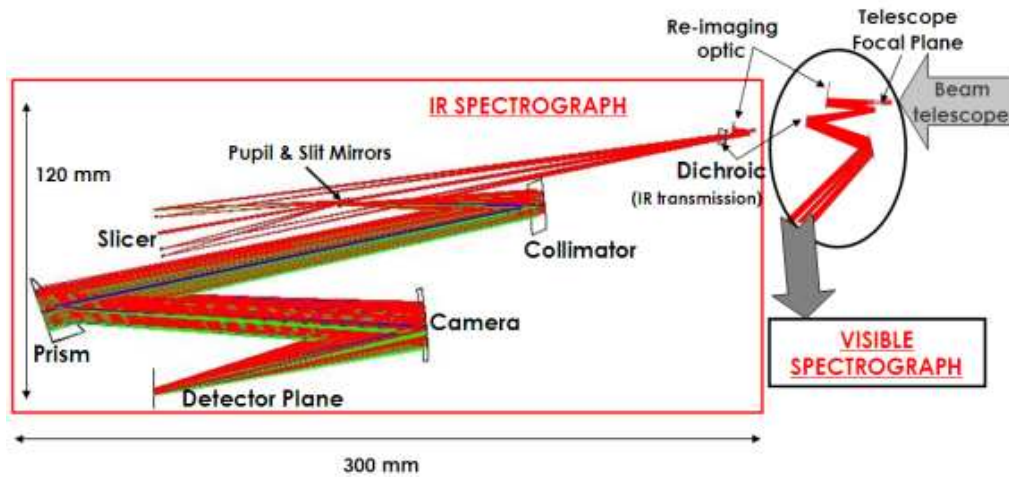


FIG. II.4 – Tracé de rayon du spectrographe à intégral de champ adopté pour SNAP.

3.2 Eléments optiques

Dans l'ordre du tracé, les éléments optiques sont :

- une optique de relais située entre le plan focal du télescope et le découpeur d'image qui permet de mettre en forme le faisceau incident afin que celui-ci couvre entièrement le découpeur d'image.
- un découpeur d'image qui permet une spectroscopie à champ intégral basée sur la technologie "slicer". Elle consiste en un empilement de N miroirs sphériques ayant le même rayon de courbure. Chaque miroir ou "slice" est orienté de façon différente, ceci permet de diriger la lumière réfléchi dans plusieurs directions. Le champ de vue ainsi réfléchi est aligné grâce aux miroirs pupilles. L'image se forme sur les miroirs fentes qui sont l'entrée du spectrographe (Fig.II.3). Chaque slice est donc une fente d'entrée pour le spectrographe. La technologie slicer est récente et n'a jamais encore été utilisée sur un instrument spatial.
- un spectrographe constitué d'un prisme et de deux miroirs. Il couvre le domaine de longueur d'onde (0.4 à $1.7\mu m$).

3.3 Les détecteurs

Les spectres sont imagés sur deux détecteurs qui couvrent le domaine de longueur d'onde voulu (0.4 à $1.7\mu m$). Les détecteurs utilisés sont des détecteurs hybrides HAWAII-2RG de Teledyne. Leurs caractéristiques sont résumées dans le tableau II.3. Ils ont fait l'objet de nombreux développements pour que leurs performances atteignent les spécifications (définie dans la section 4.4 du chapitre I). Les caractéristiques de ce détecteur seront détaillées dans le chapitre III.

Entreprise	Teledyne
Détecteur	<i>H2RG</i>
Taille du pixel	18 μm
Nombre de pixels	2048 * 2048
Fréquence de lecture	100kHz à 5Mhz
Nombre de sortie possible	1,4 ou 32
Type de remise à zero	par pixel, par ligne ou globale
Pixel de référence	8 lignes et 8 colonnes sur chaque coté

TAB. II.3 – Caractéristiques du détecteur HAWAII-2RG

4 Optimisation de la configuration du spectrographe

Dans cette section nous allons décrire les caractéristiques optiques du spectrographe. Un spectrographe est défini par sa résolution spatiale, son échantillonnage et sa résolution spectrale. Ses caractéristiques ont été optimisées pour réduire au maximum le nombre de pixel (spatial et spectral) utilisés afin de minimiser le temps total de pose pour de faibles flux [8].

4.1 Spécification sur le flux et erreur sur le flux

Pour un spectre donné, nous pouvons spécifier la précision que l'on souhaite sur la détermination de la position des raies dans le spectre. L'erreur, σ_f , sur le flux, f par pixel, pour chaque longueur d'onde (pour un décalage vers le rouge donné) nous permet de déterminer un rapport signal sur bruit par élément spectral définie par f/σ_f . La figure II.5 donne un exemple de rapport signal sur bruit par élément spectral pour une supernova située à $z = 1.7$. Cet exemple (calculé avec une résolution spectrale de 100) correspond au cas le moins favorable, c'est à dire au cas où le flux à détecter est le plus faible. Le temps total d'intégration doit être suffisant pour capter assez de signal (tout en restant raisonnable). Pour identifier une supernova de type Ia située à ce décalage spectral, nous devons détecter sa raie du silicium. Le bas (le haut) de la raie correspond respectivement à un rapport signal sur bruit par élément spectral de 12 (20). Par la suite, ces valeurs seront nos critères de détection des supernovae de type Ia.

4.2 Erreur sur le flux mesuré

L'erreur sur le flux, σ_f , peut se traduire instrumentalement en fonction du temps total d'intégration et des caractéristiques du spectrographe et des détecteurs. Une fois le spectre de l'objet réalisé, le détecteur va capter les photons incidents et créer le signal de sortie associé.

L'erreur sur le flux, σ_f s'écrit :

$$\sigma_f = \sqrt{\sigma_{photon}^2 + \sigma_{dark}^2 + \sigma_c^2 + \sigma_{zod}^2}$$

On distingue ainsi les sources astrophysiques dont la valeur évolue avec le temps :

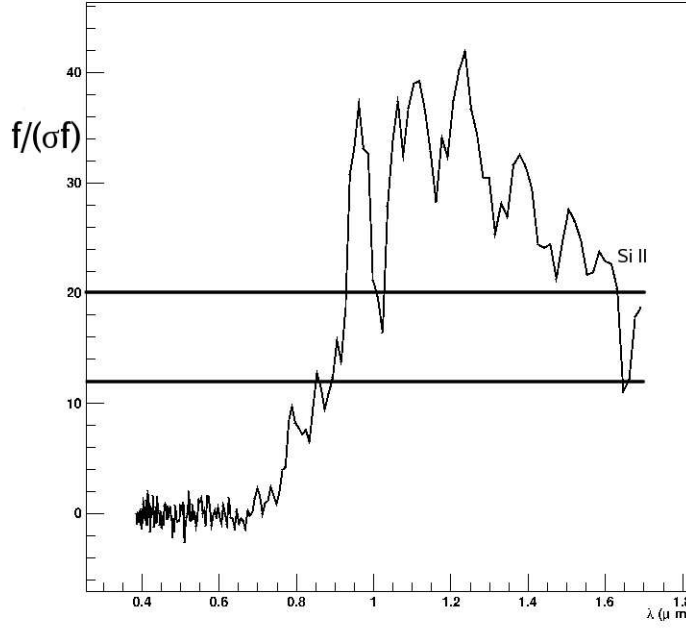


FIG. II.5 – Evolution du rapport signal sur bruit pour un spectre de supernova située à $z = 1.7$. Le rapport signal sur bruit pour le bas de la raie du silicium est de 12. Il est de 20 pour le haut de la raie.

- σ_{photon} , le bruit de photon causé par l'arrivée dispersée des photons (du signal de la supernova), conjuguée à la conversion aléatoire d'un photon en photoélectron. Ce bruit suit une loi de Poisson. Si le détecteur était parfait, ce bruit serait le seul existant. Il s'écrit : $\sigma_{\text{photon}} = \sqrt{T Ne-}$. Avec $Ne-$ le nombre d'électrons du signal reçu par seconde par le détecteur et T , le temps total d'intégration. La valeur de $Ne-$ peut se calculer de la façon suivante :

$$Ne- = N_{\gamma} S \delta\lambda \epsilon \quad (\text{II.1})$$

Avec,

- N_{γ} le nombre de photons reçus dans un pixel. Il dépend du flux de l'objet observé donné par la figure (Fig.II.2) (avec f exprimé en $W.m^2.\mu m^{-1}.s^{-1}$) dans une longueur d'onde (λ) donnée par :

$$N_{\gamma} = \frac{f\lambda}{hc}$$

avec, h la constante de Planck ($h = 6.63 \times 10^{-34} J.s$) et c la vitesse de la lumière,

- S , la surface du miroir primaire du télescope,
- $\delta\lambda$, la plage de longueur d'onde couverte par un élément de résolution spectrale,
- ϵ , l'efficacité optique qui dépend directement de l'efficacité quantique du détecteur utilisé (ϵ_{QE}) et de l'efficacité optique ($\epsilon_{\text{optique}}$) : $\epsilon = \epsilon_{QE} * \epsilon_{\text{optique}}$

- σ_{zod} , le bruit zodiacal, causé par la réflexion de la lumière du soleil sur les particules de poussière du milieu interplanétaire présentes dans le système solaire. Il s'exprime de la manière suivante : $\sigma_{zod} = \sqrt{N_z \times T}$ où N_z est le nombre d'électrons générés par le fond de ciel par seconde et par pixel. N_z est donné par $N_z = S \delta\lambda \epsilon F_z$ avec F_z , le flux de photon zodiacal en $W.m^2.\mu m^{-1}.s^{-1}$ donné par [2].

Les autres sources de bruit sont directement liées au détecteur :

- σ_{dark} , bruit thermique à l'origine du courant d'obscurité créé par l'agitation thermique en l'absence de flux incident. Ce bruit dépend de la température du détecteur et du temps d'intégration. Il s'exprime selon $\sigma_{dark} = \sqrt{T \times N_d}$ avec N_d , le nombre d'électrons par seconde par pixel.
- σ_c , le bruit de lecture indépendant du temps d'intégration et propre au détecteur. Ses origines seront détaillées dans le chapitre III.

Ainsi, nous pouvons réécrire l'erreur sur le flux comme étant :

$$\begin{aligned} N &= \sqrt{\sigma_{photon}^2 + \sigma_{dark}^2 + \sigma_c^2 + \sigma_{zod}^2} \\ &= \sqrt{T N_e - + n_{pixel}(T (N_d + N_z) + \sigma_c^2)} \end{aligned} \quad (II.2)$$

Avec n_{pixel} le nombre de pixel touchés par l'objet observé dans le sens spatial et spectral.

L'erreur dépend donc des paramètres intrinsèques du détecteur qui sont son efficacité quantique ϵ (contenu dans le signal et le bruit photonique), son bruit de lecture σ_c et son courant d'obscurité N_d . Il dépend également de paramètres propres à l'instrument comme sa résolution spectrale $\delta\lambda$ ou encore comme le diamètre du télescope (S) et le temps total d'intégration T .

4.3 Configuration optimale

Pour calculer la configuration optimale nous allons dans un premier temps fixer les paramètres liés au détecteur (Tab. II.4) et ainsi chercher les caractéristiques du spectrographe qui minimisent l'erreur sur le flux. Cette configuration permet ainsi de donner un temps total d'intégration minimum. Les caractéristiques du spectrographes sont sa résolution spatiale, spectrale et son échantillonnage.

bruit de lecture R	8 e-
courant d'obscurité Nd	0.02e/pxl/s
temps d'exposition par pose t	10000s

TAB. II.4 – Paramètres fixes

Résolution spatiale

Cette résolution détermine la capacité de l'instrument à distinguer deux sources ponctuelles. La supernova à observer peut être considérée comme une source ponctuelle. La résolution spatiale doit être suffisamment grande pour prendre le maximum de flux par pixel pour diminuer le nombre de pixels nécessaires pour couvrir la supernova et minimiser ainsi le bruit des détecteurs sans pour autant avoir des pixels trop larges dominés par le bruit de fond de ciel (bruit zodiacal). Le compromis est obtenu pour une couverture de ciel par pixel de 0.15 arcseconde par slice (Fig. II.6) [15]. Avec une résolution spatiale plus faible nous sommes dominés par les bruits du détecteur, avec une résolution plus élevée le bruit zodiacal domine.

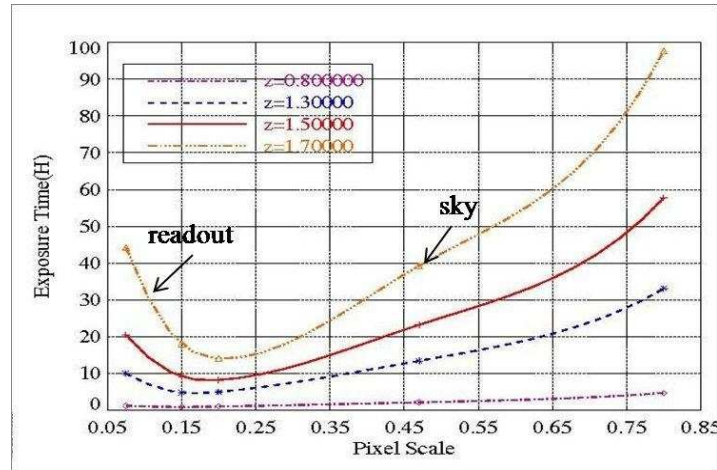


FIG. II.6 – La résolution spatiale optimale est comprise 0.15 et 0.25 arcseconde

Résolution spectrale

La résolution spectrale ($\frac{\delta\lambda}{\lambda}$) mesure la capacité de l'instrument à séparer les détails fins dans le spectre. Nous voulons la même résolution spectrale quelque soit le décalage vers le rouge de l'objet observé. Il nous faut donc une résolution spectrale constante sur tout le spectre.

Afin d'identifier une supernova de type Ia, nous devons détecter sa raie du silicium. La largeur de celle-ci augmente avec le décalage spectral et varie de $\lambda_0 = 60\text{\AA}$ à $z = 0$, jusqu'à $\lambda = 162\text{\AA}$ à $z = 1.7$ ($\lambda = \lambda_0(1 + z)$). Elle est donc suffisamment large pour être résolue avec un spectrographe de basse résolution (inférieur à 100 dans l'infrarouge).

Echantillonnage

Afin de ne pas perdre d'information dans le signal, le théorème de Shannon-Nyquist explique que la fréquence d'échantillonnage d'un signal doit être égale ou supérieure au double de la fréquence maximale contenue dans le signal à échantillonner. Dans notre cas, cela signifie que l'élément le plus fin résolvable ($\delta\lambda$) doit être couvert par au moins deux éléments d'échantillonnage (soit 2 pixels) pour ne pas perdre de détail dans le spectre.

Cependant, les raies du spectre de la supernova étant larges, on peut sous-échantillonner le spectre. On a montré [8] que l'on pouvait sous-échantillonner le spectre avec un pixel.

Efficacité totale

L'efficacité totale traduit la capacité du système à recueillir le maximum de photons. Elle tient compte de l'efficacité des optiques utilisées et de l'efficacité quantique des détecteurs. L'efficacité optique est $\approx 70\%$, celle des détecteurs peut atteindre 80% [59]. Nous obtenons au final une efficacité totale de $0.7 * 0.8 = 0.56$.

La spécification est une efficacité totale supérieure à 50% .

Pour clore cette partie, le tableau (Tab II.5) résume les caractéristiques du spectrographe.

Domaine spectral	$0.4 - 1.7\mu m$
Sensibilité pour la raie du silicium	$3.17 \cdot 10^{-20} erg/cm^2/s/\text{\AA}$
Champ de vue	3×3 arcsec
Précision sur la mesure du décalage spectral	$0.003(1+z)$
Résolution spatiale	0.15 arcsec par fente
Résolution spectrale	< 100
Echantillonnage	1 pixel dans l'infrarouge
Efficacité totale	$> 50\%$

TAB. II.5 – Caractéristiques du spectrographe de la mission SNAP

5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les objectifs scientifiques du spectrographe de SNAP. Nous avons rappelé les différentes technologies de spectrographe et le choix de la technologie "slicer". Cette technique est mise en oeuvre grâce à un miroir slicer. Les caractéristiques techniques (résolution spatiale, spectrale, échantillonnage) ont été également présentées. Nous allons maintenant évaluer l'impact des performances des détecteurs infrarouges dans le spectrographe de SNAP.

Chapitre III

Les détecteurs infrarouges

Sommaire

1	Le rayonnement infrarouge	31
2	Détecteurs thermiques ou détecteurs quantiques	32
3	Matériaux, température et domaine de longueur d'onde	32
4	Détecteurs infrarouges hybrides	33
5	Modes de lecture	37
6	Les détecteurs de SNAP	40
7	Conclusion	48

Après un rapide rappel de la détection dans le domaine de l'infrarouge, je me concentrerai sur les détecteurs infrarouges quantiques. J'exposerai le choix du matériau actif et de la température de fonctionnement selon le domaine de longueur d'onde voulu et de la longueur d'onde de coupure. Je détaillerai ensuite l'utilisation de détecteurs infrarouges hybrides, leur géométrie, leur électronique de lecture et leurs modes de lecture. J'exposerai enfin les performances de ce type de détecteurs utilisés dans l'imageur du satellite SNAP.

1 Le rayonnement infrarouge

Le rayonnement infrarouge a été découvert par William Herschel aux alentours de l'année 1800 [35].

C'est une onde électromagnétique qui couvre le domaine de longueur d'onde compris entre $0.75 \mu m$ et $1000 \mu m$. Il est situé après le domaine visible et avant celui des micro-ondes. Il peut être divisé en sous domaines (Tab. III.1).

Nom du domaine	Largeur de bande (μm)
Proche infrarouge	0.7-5
Moyen infrarouge	5-25
Infrarouge lointain	> 25

TAB. III.1 – Division des domaines dans le rayonnement infrarouge

Afin de pouvoir détecter ce genre de rayonnement de nombreux types de détecteurs ont été développés.

2 Détecteurs thermiques ou détecteurs quantiques

2.1 Les détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques convertissent l'énergie du rayonnement électromagnétique incident en chaleur dans un absorbeur. Celui-ci est ensuite couplé à un thermomètre qui possède des propriétés électriques ou magnétiques qui dépendent de la température. Ainsi, en mesurant les variations des propriétés du thermomètre, il est possible de déterminer l'énergie de l'onde incidente. L'absorbeur est typiquement du germanium ou encore de l'indium. Selon l'application ils peuvent être refroidis. Les détecteurs de ce type sont des bolomètres, des détecteurs pyro-électriques, ou encore des thermopiles.

2.2 Les détecteurs quantiques

Les détecteurs quantiques reposent sur l'effet photoélectrique dans un matériau semi-conducteur dû au photon incident. En polarisant en inverse le matériau semi-conducteur, le photon incident crée un courant dans le détecteur. Ce courant va ensuite être mesuré et converti en signal. C'est ce signal qui va être ensuite analysé.

3 Matériaux, température et domaine de longueur d'onde

Les détecteur quantiques utilisés doivent être sensibles au domaine de longueur d'onde ($0.4\text{--}1.7\ \mu\text{m}$). C'est-à-dire que le semi-conducteur doit être capable de convertir les photons incidents en électrons qui vont être ensuite numérisés en un signal observable dans ce domaine.

Un semi-conducteur est défini par sa largeur de bande interdite qui correspond à l'énergie entre la bande de valence et celle de conduction. L'effet photoélectrique se produit lorsqu'un électron de la bande de valence, sous l'effet du photon incident passe dans la bande de conduction. Il faut donc disposer d'un semi-conducteur dont l'énergie de bande interdite est voisine de celle des photons de plus petite énergie à détecter.

Le rayonnement à détecter correspond à une énergie de $E = \frac{hc}{\lambda} = 0.7\ \text{eV}$ (avec h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière) pour $\lambda = 1.7\ \mu\text{m}$ et $3.1\ \text{eV}$ pour $\lambda = 0.4\ \mu\text{m}$. Le semi-conducteur utilisé doit donc avoir une énergie de bande interdite E_g voisine de $0.7\ \text{eV}$. Les matériaux sensibles utilisés sont souvent des alliages comme le HgCdTe (ou MerCadTel), l'Indium Antimonide (InSb), Indium Gallium Arsenide (InGaAs) ou le Vanadium Oxide (VOx). La quantité de chacun des matériaux dans l'alliage est définie par le paramètre stoechiométrique x . Dans ces alliages, seuls le HgCdTe permet d'avoir une détection jusqu'à $\lambda = 1.7\ \mu\text{m}$. La largeur de bande interdite du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ est fonction du paramètre stoechiométrique x et de la température comme définie dans [34] par :

$$E_g = -0.302 + 1.93x - 0.81x^2 + 0.832x^3 + 5.35(1 - 2x)10^{-4}T$$

La figure III.1 montre l'évolution avec le paramètre x de l'énergie de bande interdite E_g pour deux températures, 300K et 140K.

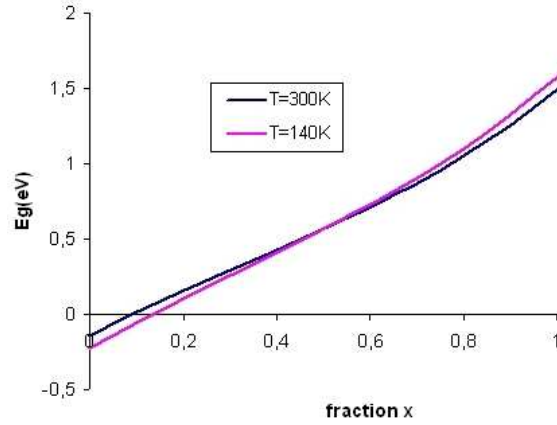


FIG. III.1 – Energie de la bande interdite du $Hg_{1-x}Cd_xTe$ en fonction de la fraction x

Pour pouvoir détecter le domaine de longueurs d'ondes voulu, la fraction x à utiliser est proche de 0.6. Pour la suite, c'est le HgCdTe que nous allons utiliser et voir son application au développement des détecteurs infrarouges.

4 Détecteurs infrarouges hybrides

Je débiterai par un historique de l'évolution des détecteurs quantiques infrarouges en HgCdTe. Je détaillerai ensuite les détecteurs à deux dimensions que nous allons utiliser caractérisés par leur architecture, leur méthode de fabrication et leur électronique de lecture.

4.1 Historique

Les premiers développements de détecteurs infrarouges à technologie HgCdTe ont réellement commencé à la fin des années 1960 lorsque les techniques de fabrication ont permis de créer de simples détecteurs infrarouges linéaires. Cette première génération de détecteur linéaire était illuminée par l'avant du détecteur.

L'invention du détecteur à dispositif à transfert de charge (C.C.D) a permis d'obtenir un schéma de lecture plus sophistiqué. Ce genre de détecteur couplé avec un circuit électronique de lecture en silicium a aidé le développement de la seconde génération de détecteur infrarouge. Ils étaient illuminés par l'arrière, à travers un substrat transparent. A la fin des années 1980, les premiers détecteurs infrarouges en HgCdTe de 480 par 4 éléments étaient développés pour une détection dans le lointain et proche infrarouge. Ce sont les premiers détecteurs à deux dimensions. Ce nouveau type de détecteur a été couramment produit dans le milieu des années 1990. A la fin des années 1990, une troisième génération de détecteur a été développée. Cette dernière génération de détecteurs en HgCdTe sont des photodiodes à avalanches ou des détecteurs sensibles à deux domaines différents de longueur d'onde. Je m'intéresserai ici uniquement aux détecteurs utilisés dans la mission SNAP, c'est à dire aux détecteurs hybrides de deuxième génération à deux dimensions.

Je vais développer maintenant l'architecture de ces détecteurs, leur méthode de fabrication et leur électronique de lecture.

4.2 Architecture

Il existe trois grandes classes de détecteurs fonctionnant dans l'infrarouge : les détecteurs hybrides, monolithiques ou pseudo-monolithiques.

Je vais me concentrer ici sur les détecteurs hybrides. Dans ce cas, le matériau actif et l'électronique de lecture sont séparés (Fig.III.2).

La couche active est constituée d'un substrat en CdZnTe et du matériau actif en HgCdTe dans lequel les charges vont être créées. Une couche anti-reflet (AR coating) augmentant l'efficacité quantique du détecteur surmonte la couche active.

Elle est hybridisée, c'est-à-dire assemblée sur une électronique de lecture grâce à des billes d'indium. Ces billes assurent la connexion électronique entre la partie active et l'électronique de lecture (Fig. III.3).

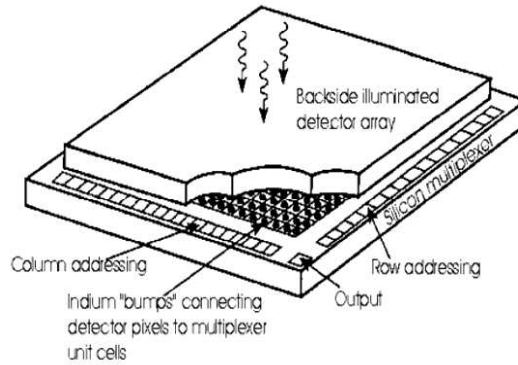


FIG. III.2 – Vue d'ensemble d'un détecteur infrarouge hybride avec sa couche active et l'électronique de lecture reliés par une connexion en indium [54].

Celle-ci est un multiplexeur constitué d'un réseau de transistor de lecture et de remise à zéro de chaque pixel. Il permet donc de sélectionner le pixel que l'on veut lire ou remettre sa valeur à zéro. Le transistor de lecture est un MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor field effect transistor) de technologie CMOS (metal-oxide semiconductor). Ce type d'architecture diffère des détecteurs CCD classique dans lesquelles il n'y a pas de multiplexeur et où les charges de tous les pixels sont lues à travers un ou quatre transistors de sortie. L'impact de cette différence au niveau de l'électronique de lecture sera développé dans la section 4.4.

Chaque pixel possède sa propre connexion en indium et son électronique de lecture située dans le multiplexeur.

4.3 Méthode de fabrication

Nous allons préciser ici les méthodes de croissance du cristal HgCdTe sur son substrat en CdZnTe. La méthode de croissance par épitaxie a rapidement remplacé les autres méthodes

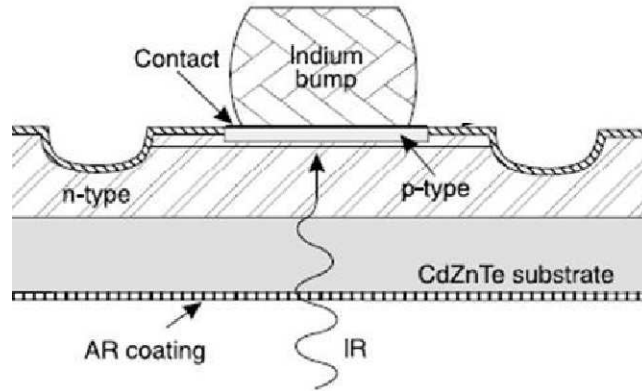


FIG. III.3 – Coupe de la partie active du détecteur [45] où l'on remarque le substrat en CdZnTe, surmonté de la partie active en HgCdTe. Le contact avec les billes d'indium permet la connection avec le multiplexeur.

au début des années 1990. Les méthodes d'épitaxie couramment employées sont la croissance par épitaxie en phase liquide et en phase vapeur.

Epitaxie en phase liquide

Dans l'épitaxie en phase liquide, le substrat est mis en contact avec une phase liquide sursaturée contenant l'élément voulu (ici le HgCdTe) qui précipite et cristallise sur le substrat. Cette technique est rapide mais moins précise que les épitaxies en phase vapeur.

Epitaxie en phase vapeur

Cette technique réalisée sous ultra-vide, consiste à faire évaporer les éléments voulus pour qu'ils se déposent sur la surface plus froide du substrat. Cette méthode est plus lente et coûteuse que la précédente. On l'utilise cependant pour réaliser des structures de hautes technologies difficiles à réaliser avec l'épitaxie en phase liquide.

Les détecteurs infrarouges HAWAII-2RG (ou H2RG) sont fabriqués par épitaxie en phase vapeur et plus précisément, l'épitaxie par jet moléculaire (M.B.E).

4.4 Electronique de lecture du détecteur

Je vais exposer ici le principe de fonctionnement du multiplexeur qui permet de lire les pixels les uns après les autres.

L'électronique de lecture de ce type de détecteur hybride est particulière et lui confère de nombreuses propriétés qui seront détaillées par la suite. Suivons la création du signal à partir du rayonnement infrarouge incident.

Pour un pixel donné, le rayonnement incident crée une paire électron-trou dans la zone active polarisée en inverse. La partie active est donc une photodiode polarisée en inverse dont la tension de substrat est commandé par la valeur de D_{sub} . Ces charges transitent via

la connexion en indium jusqu'au circuit CMOS situé dans le multiplexeur. Un MOSFET suiveur a été intégré sous chaque pixel dans le multiplexeur. La fonction suiveur permet à la tension du signal de sortie de suivre la quantité de charges présente sans l'altérer. Le MOSFET suiveur va donc permettre l'accumulation des charges (Fig. III.4) au cours du temps.

Cette propriété sera largement utilisée par la suite. C'est là aussi que se situe la principale source de bruit. En effet, au niveau du MOSFET a lieu le bruit dit en $1/f$ (ou bruit de basse fréquence). Il est dû à des impuretés dans le matériau qui captent puis libèrent de manière aléatoire des charges. Ce phénomène engendre des changements discrets de tension dans le multiplexeur et donc un bruit. Ce bruit est décroissant avec la fréquence de lecture f . L'amélioration du processus de fabrication du silicium du multiplexeur permet de réduire cette source de bruit mais son contrôle reste encore délicat.

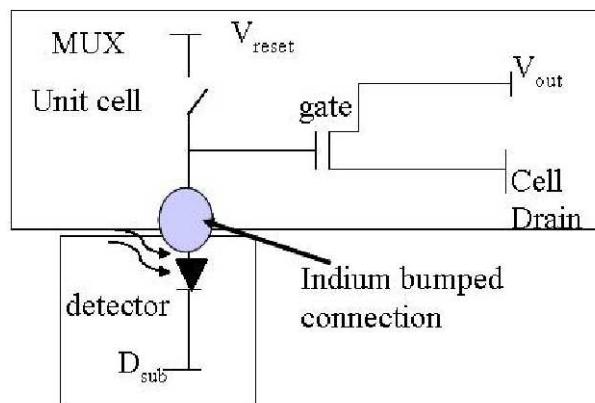


FIG. III.4 – Schéma de l'électronique de lecture : les électrons sont créés dans la partie active puis sont acheminés dans le multiplexeur. La tension associée est ensuite copiée grâce au montage suiveur pour créer la tension de sortie V_{out}

L'électronique de lecture d'un pixel est insérée dans un schéma plus complexe (Fig. III.5). Le multiplexage s'effectue via un système de lecture et de remise à zéro géré par une horloge interne. L'horloge de synchronisation de lecture des lignes permet d'activer les interrupteurs d'une ligne de pixels et ainsi lire les tensions de chacun des pixels d'une ligne. Les lignes de pixels sont lues en cascade les une après les autres. Chacun des pixels dans la ligne active est connecté à un bus de lecture vertical différent. Sur les bords du détecteur, chaque bus vertical est connecté via des interrupteurs au bus de sortie lui même terminé par un amplificateur. La lecture des pixels se fait d'abord en activant une ligne et en choisissant séquentiellement chacune des colonnes, cette opération est ensuite répétée pour la ligne suivante.

Une horloge fonctionnant à 100kHz ou 5MHz permet la synchronisation de la lecture pixel après pixel. Une électronique de lecture externe (développée dans la section 6.3) permet de récupérer le signal.

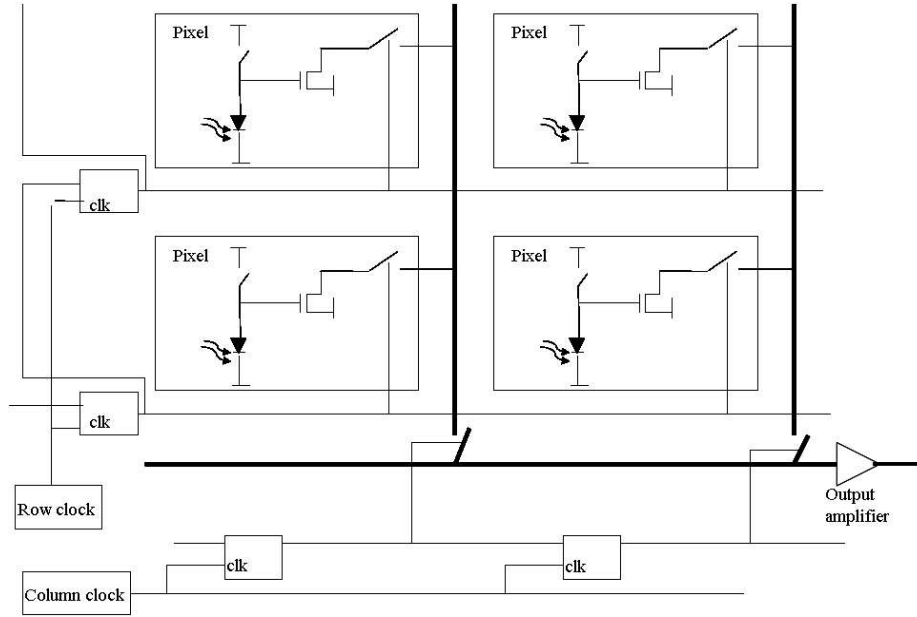


FIG. III.5 – Schéma de quatre pixels avec le système d'horloge permettant de lire en cascade les pixels.

5 Modes de lecture

Nous avons vu que ce type de détecteur possède une électronique de lecture particulière qui lui permet d'accumuler les charges au cours d'une exposition. Pour une exposition donnée, nous pouvons définir le temps d'exposition total T , le temps entre deux acquisitions, δt , et le nombre total d'images N qui seront prises pendant cette acquisition. Selon la valeur de ces paramètres nous allons définir différents modes de lecture.

5.1 Lecture en Double Echantillonnage Corrélé ou C.D.S

Dans le schéma de la figure III.4 la tension de "reset" (V_{reset}) permet d'initialiser la tension du pixel à la valeur zéro et ainsi de commencer une acquisition. Pour chacun des pixels, la valeur 0 n'est pas exactement atteinte lors de ce "reset". La valeur lue dans le pixel à la fin d'une acquisition contient donc ce décalage initial. Le mode de lecture "Correlated Double Sampling (C.D.S)" permet de s'affranchir de ce décalage en lisant la valeur du pixel juste après la remise à zéro.

Dans ce mode, pendant un temps total d'intégration T , la tension du pixel est enregistrée deux fois. Une première fois à un temps t_1 , suivi d'un temps δt et d'une dernière acquisition au temps t_2 . Dans la figure III.6 sont représentés ces différents temps. Chaque flèche verticale représente une lecture de la valeur du signal. La différence entre les deux lectures donne le signal finale et permet donc de soustraire le décalage initial.

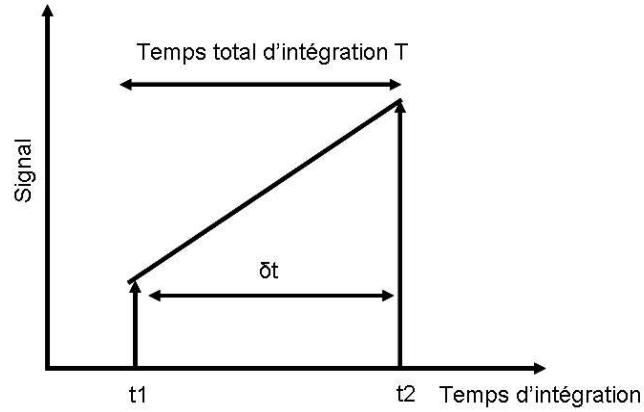


FIG. III.6 – Schéma d'un *Correlated Double Sampling*, 2 acquisitions sont réalisées pendant un temps total d'intégration T .

5.2 Lecture en Double Echantillonnage Multiple ou Fowler(N)

Ce mode de lecture est utilisé pour réduire le bruit total du détecteur.

En effet, dans ce mode, pendant le temps total d'intégration T , N acquisitions répétées sont réalisées pendant un temps $N\delta t$ puis suit un temps d'exposition variable t puis N acquisitions sont répétées en fin d'acquisition (Fig. III.7). Les deux groupes de N acquisitions sont moyennés et le bruit associé est donc réduit d'un facteur $\propto \frac{1}{\sqrt{N}}$. La différence entre les deux acquisitions moyennées donne le signal. Ce mode est appelé mode Fowler(N) [26].

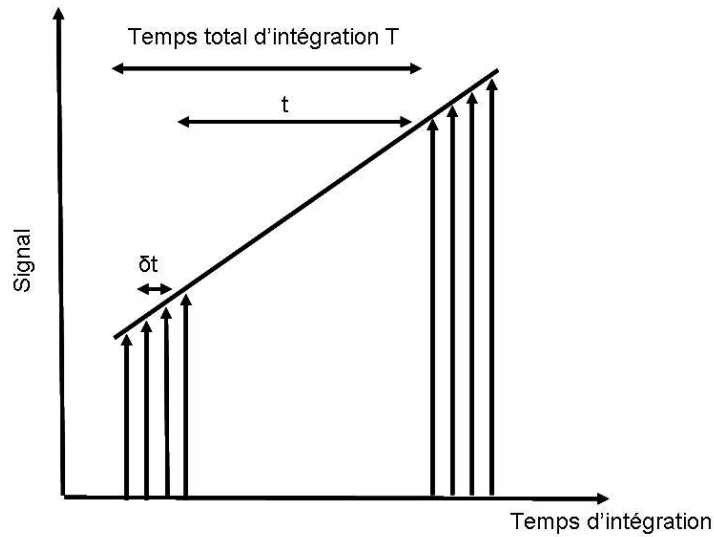


FIG. III.7 – Exemple d'un *Fowler(4)*. Pendant le temps total d'intégration T , 2 paquets, séparés d'un temps t , de $N=4$ acquisitions chacun ont été enregistrés.

5.3 Lecture de la rampe de signal ou Up the ramp

Ce mode permet de détecter un incident qui eu lieu pendant l'acquisition. Il consiste en une succession d'acquisitions prises les unes après les autres à intervalles réguliers pendant tout le temps d'intégration total T . Dans ce mode, le temps d'exposition, δt , entre deux acquisitions est toujours le même (Fig. III.8). Ainsi, il nous renseigne sur les événements passés pendant le temps d'intégration. Par exemple, si un rayon cosmique touche le détecteur pendant le temps d'intégration, il va déposer une quantité de charge plus grande qui peut être détectée. Le principe de détection de cosmiques à l'aide de ce mode de lecture sera traité dans le chapitre VII.

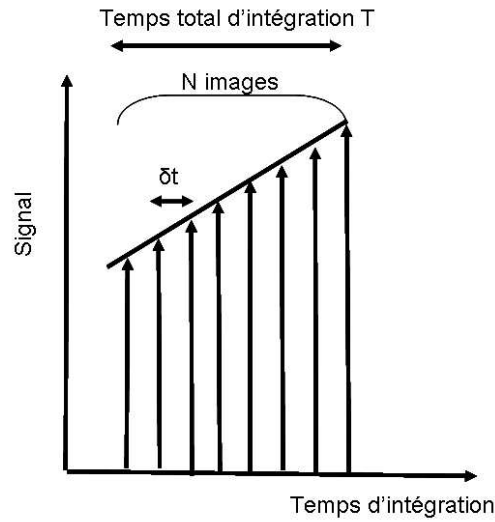


FIG. III.8 – Exemple d'un up the ramp avec $N = 8$ acquisitions espacées d'un temps constant δt .

5.4 Mode de lecture mixte

Lorsque l'on veut diminuer le bruit total et détecter des incidents qui ont lieu pendant l'acquisition, le mode mixte peut être envisagé.

Il consiste alors en une série d'échantillonnage multiple le long de la rampe de montée du signal d'un pixel. Il est donc constitué de M paquets de N lectures non destructives. Par la suite, je garderai cette notation N et M pour ce mode mixte, avec N le nombre d'acquisition dans chaque paquet et M le nombre de paquet. La figure III.9 montre un exemple de ce mode mixte avec $N = 4$ et $M = 3$, c'est à dire 3 paquets de 4 acquisitions chacun.

Ce mode de lecture est innovant et rarement utilisé car il correspond au cas où nous devons diminuer le bruit de lecture et détecter des cosmiques (il a été mentionné dans l'article de Bernard J. Rauscher [51] pour l'instrument NIRSpec de l'expérience JWST). Ce mode mixte permettant de diminuer le bruit total et de détecter des incidents pendant les longs

temps de pose est très intéressant dans notre cas et sera décrit en détail par la suite. Une étude des performances de ce mode de lecture mixte sera réalisée dans le chapitre IV. Son utilisation pour déterminer l'impact du rayonnement cosmique sur les performances du spectrographe sera ensuite traité dans le chapitre VII.

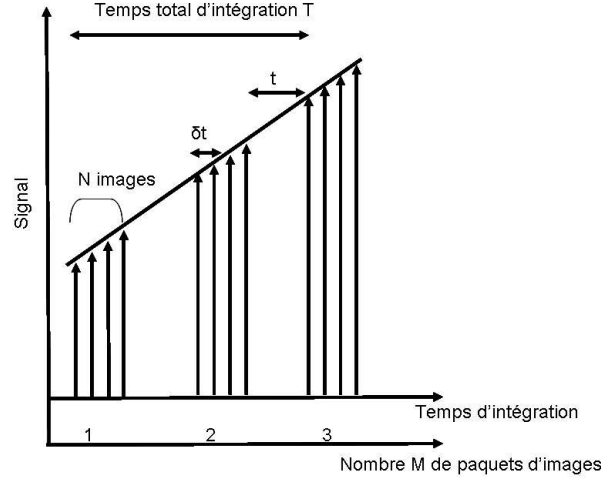


FIG. III.9 – Schéma d'un mode d'acquisition mixte où $N = 4$ et $M = 3$.

6 Les détecteurs de SNAP

Depuis 2004, la collaboration SNAP a lancé un programme de recherche et de développement sur ces détecteurs infrarouges. Pendant plusieurs années ces détecteurs ont été testés et améliorés afin d'atteindre les spécifications requises. Le nombre de pixel des détecteurs HAWAII n'a cessé de grandir, la première génération, le HAWAII-1RG possédait 1024×1024 pixels, la génération actuelle est le HAWAII-2RG (ou H2RG) de 2048×2048 pixels, celle future est un H4RG. Nous allons exposer dans cette section les performances des détecteurs HAWAII-2RG dans le cadre de leur utilisation dans le satellite SNAP.

6.1 Spécifications

Les spécifications pour l'imageur et le spectrographe qui ont été présentées dans la section 4.4 du chapitre I sont rappelés dans le tableau III.2.

Nous allons maintenant présenter les performances actuelles de ce type de détecteurs en terme d'efficacité quantique, bruit de lecture et courant d'obscurité et voir si ils vérifient bien les spécifications.

6.2 Les détecteurs HAWAII-2RG de Teledyne

Les détecteurs choisis sont des détecteurs hybrides HAWAII-2RG en HgCdTe de deuxième génération dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau III.3. La couche active mesure environ $10\mu\text{m}$. Un substrat en CdZnTe et un anti-reflet la surmontent. Nous avons

Paramètres	Imageur	Spectrographe
Domaine de longueur d'onde	0.9 – 1.7 μ m (coupure à 1.7 μ m)	0.9 – 1.7 μ m (coupure à 1.7 μ m)
Efficacité quantique	> 60%	> 60%
Température de fonctionnement	140K passif	< 140K
Courant d'obscurité	0.02 e/pxl/s	0.002 e/pxl/s
Bruit total	< 8e– pour 300s de temps d'exposition	< 8e– pour un temps d'exposition > 1000s

TAB. III.2 – Spécification sur les détecteurs infrarouges pour l'imageur et le spectrographe de SNAP

décrit l'architecture et le fonctionnement des détecteurs infrarouges hybrides dans la section 4.4. L'anti-reflet permet d'augmenter la quantité de lumière reçue. Le détecteur est créé par epitaxie à jet moléculaire (M.B.E). L'acronyme HAWAII-2RG signifie : HgCdTe Astronomy Wide Area Infrared Imager with 2K x 2K resolution, Reference pixels and Guide mode. Ce détecteur possède plusieurs caractéristiques dont il tire son nom.

Fabricant	Teledyne
Détecteur	<i>H2RG</i>
Taille du pixel	18 μ m
Nombre de pixels	2048 * 2048
Fréquence de lecture	100kHz ou 5Mhz
Nombre de sortie possible	1,4 ou 32
Type de remise à zero	par pixel, par ligne ou globale
Pixel/Voie de référence	8 lignes et 8 colonnes sur chaque cotés et une voie de référence

TAB. III.3 – Caractéristiques du détecteur H2RG

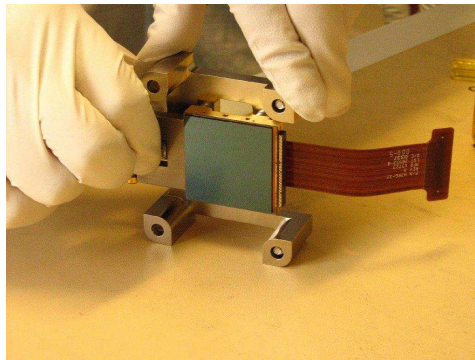


FIG. III.10 – Photo d'un détecteur H2RG produit par Teledyne

Nous allons expliquer ici les différentes caractéristiques de ce détecteur comme le type de remise à zéro, le "mode fenêtre", le nombre de sortie possible et enfin les pixels et voie de référence.

Type de remise à zéro

Grâce au multiplexeur présent sous la couche active, nous pouvons lire le détecteur pixel après pixel, ou ligne par ligne. Lors du démarrage d'une acquisition, la valeur des pixels est réinitialisée grâce à la tension de "reset" visible en haut du schéma de la figure III.4. Cette réinitialisation génère une perturbation qui se traduit par un décalage sur la tension de grille du transistor de lecture. Il faut donc attendre un certain temps après la réinitialisation pour revenir à un état stable. La réinitialisation peut se faire pour un pixel après l'autre, une ligne entière ou encore tout le détecteur.

Le "reset" global perturbe fortement et pendant longtemps chacun des pixels.

Pour le "reset" par ligne (mode utilisé par défaut), un temps d'attente de quelques centaines de nanoseconde après chaque ligne permet d'éviter la perturbation.

Enfin, pour le "reset" par pixel, le temps d'attente doit se faire après chaque pixel pour éviter la perturbation. Nous utiliserons par la suite le mode de réinitialisation par ligne qui perturbe le moins le détecteur.

Mode fenêtre

Le multiplexeur, en lisant séparément chacun des pixels, permet de choisir une zone du détecteur. Ainsi, nous pouvons enregistrer uniquement le signal de la zone du détecteur qui nous intéresse. Nous obtenons donc un gain de temps de lecture et de quantité de données stockées. C'est ce que l'on appelle "le mode fenêtre".

Voies de sorties

Il existe sur ce détecteur plusieurs voies de sortie parallèles. La voie de sortie contient le signal reçu de chacun des pixels qui va former l'image finale. On peut choisir de lire le détecteur grâce à une voie de sortie (Fig. III.11), quatre voies (Fig. III.12) ou trente deux voies (Fig. III.13). Cela permet de diminuer le temps de lecture d'un facteur quatre ou trente deux.

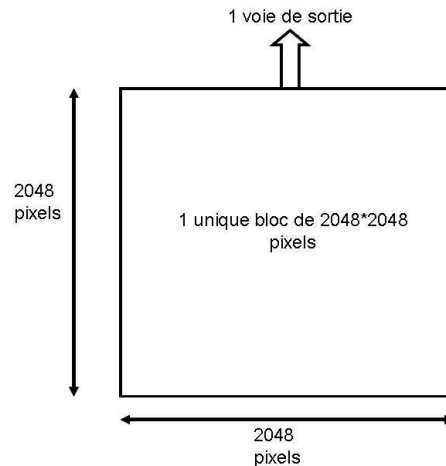


FIG. III.11 – Lecture du détecteur avec 1 voie de sortie

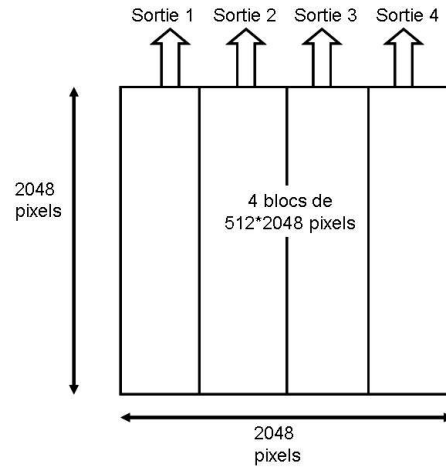


FIG. III.12 – Lecture du détecteur avec 4 voies de sorties

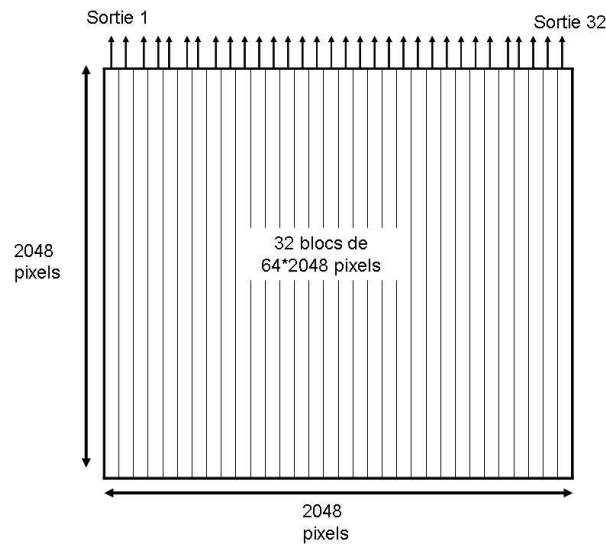


FIG. III.13 – Lecture du détecteur avec 32 voies de sorties

Pixel et voie de référence

Afin de corriger le signal de sortie d'éventuelles dérives des tensions d'alimentation, il existe des pixels de références et une voie de référence sur ces détecteurs.

Les pixels de référence ne sont pas sensibles à la lumière incidente et sont simplement constitués d'une capacité de 40 fF (capacité équivalente à celle d'un pixel sensible à la lumière incidente). Huit lignes et huit colonnes de pixels de références sont situés sur les bords du détecteur. Ces pixels sont lus séquentiellement.

La voie de référence est un unique pixel, insensible à la lumière incidente, constitué simplement d'une capacité de 40 fF. C'est une voie de lecture complètement indépendante de la voie de sortie des pixels sensibles à la lumière (et des huit lignes et huit colonnes de pixels

de références). Ce pixel est lu de manière synchrone avec les pixels recevant du signal et permet donc de connaître au même instant les dérives de tension. La voie de référence sera par la suite utilisée pour corriger les dérives des tensions d'alimentation.

6.3 Electronique de lecture externe

Le détecteur possède 124 broches de connexion dans lesquelles transitent les tensions d'alimentation, les commandes (fréquence de lecture, zone de fenêtrage etc) et les données acquises. Une électronique de lecture externe reliée au détecteur va permettre de lui transmettre les tensions, les commandes et de recevoir les données.

- Une électronique a été développée par la société Astronomical Research Cameras, Inc. (San Diego, CA), elle a été utilisée pour de nombreux tests réalisés aux U.S.A par la collaboration SNAP (voir les résultats de la section suivante).
- Teledyne a développé une électronique ASIC¹ appelée *SIDECAR*TM [66]². Plus compacte elle a été développée pour des applications spatiales. Ses performances sont résumées dans le tableau III.4. Son utilisation est en cours de développement aux U.S.A et en France.
- Dans cette thèse nous avons utilisé notre propre électronique de lecture. L'I.P.N.L (Institut de Physique Nucléaire de Lyon) a développé et conçu une électronique de lecture bas bruit pour pouvoir utiliser le détecteur. Elle a été initialement conçue pour l'expérience OPERA [37]. Elle est constituée de deux cartes électroniques, l'une analogique, l'autre digitale. Le contrôle et la transmission des données sont basés sur un CPU de type ETRAX³. La partie analogique est constituée de trois voies équipées d'amplificateurs bas bruit et un ADC codant sur 16 bits à une fréquence de 100kHz ou 5Mhz. La carte digitale assure ensuite la transmission des données. Nous reviendrons sur ce système et son utilisation dans le chapitre V.

Entreprise	Teledyne
Fréquence de lecture	jusqu'à 10Mhz
Codage	16 bits
Nombre de voie d'entrée possible	36
Nombre de sortie possible	1,4 ou 32

TAB. III.4 – Performance de l'ASIC *SIDECAR*TM

6.4 Performance des détecteurs

Nous allons maintenant exposer les résultats de caractérisation des détecteurs H2RG réalisés dans le cadre d'un programme de recherche et développement mis en place par la collaboration SNAP depuis 2004 aux U.S.A. Ces résultats concernent l'efficacité quantique, le courant d'obscurité et le bruit effectif.

¹Application Specific Integrated Circuit

²SIDECAR : System for Image Digitization Enhancement Control And Retrieval

³ETRAX CRIS : Ethernet, Token Ring, AXis - Code Reduced Instruction Set

Efficacité quantique

L'efficacité quantique traduit la capacité du détecteur à convertir les photons incidents en signal. Les premiers tests réalisés à l'Université de Michigan avec les détecteurs livrés par Teledyne pour la mission SNAP ont montré une efficacité quantique de 65% (Fig. III.14). Le banc de test utilisé sera décrit dans le chapitre IV. Teledyne a depuis augmenté l'efficacité quantique de son détecteur dans la gamme voulue par plusieurs techniques.

Le détecteur HAWAII-2RG est composé entre autre (section 4) d'un substrat en CdZnTe de $800\mu\text{m}$ d'épaisseur et d'une couche active. Des impuretés dans le substrat du détecteur peuvent absorber du rayonnement infrarouge et plus spécialement en dessous de 900nm . Teledyne a réussi à supprimer le substrat en CdZnTe par polissage ce qui a eu pour effet d'augmenter l'efficacité quantique aux basses longueurs d'onde. Le fait d'enlever le substrat diminue également l'ionisation du milieu par les protons cosmiques incidents [42]. Cependant enlever le substrat a pour conséquence d'affaiblir mécaniquement le détecteur. Afin de compenser cette faiblesse mécanique, Teledyne a injecté de l'époxye entre la couche active et le multiplexeur.

Un choix judicieux de couches anti-reflets permet de diminuer la réflexion de lumière et d'augmenter ainsi la quantité de lumière reçue par la couche active.

Ces techniques ont permis d'augmenter l'efficacité quantique jusqu'à plus de 85% [59] pour $\lambda > 1\mu\text{m}$ et ainsi d'atteindre nos spécifications (Fig. III.14).

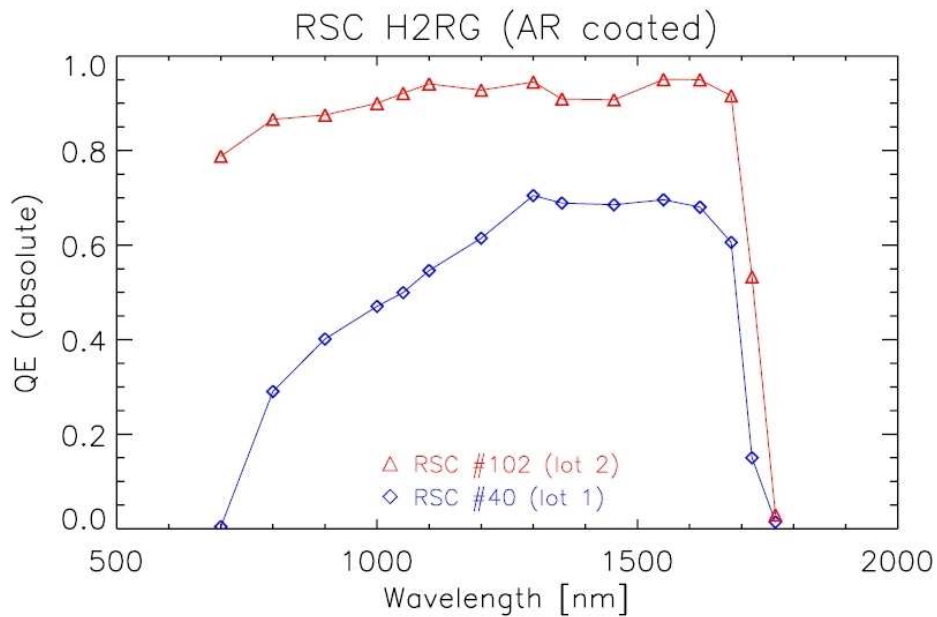


FIG. III.14 – Les deux détecteurs possèdent un anti-reflet. Le détecteur numéro 40 appartient à la première génération de détecteur. Son efficacité quantique est très inférieure aux spécifications. Le détecteur numéro 102 ne possède plus de substrat. Son efficacité quantique est supérieure à 85 pour cent et atteint les performances requises [59]

Cette haute efficacité quantique est une performance qui permet de relâcher les contraintes

sur le bruit de lecture et le courant d'obscurité.

Courant d'obscurité

Ce courant est créé par l'agitation thermique des porteurs de charges au sein même des circuits électroniques. Il est indépendant du flux de photons incidents mais dépend fortement de la température selon [38] :

$$dc \propto kT^{3/2} e^{\left(\frac{E_g}{2kT}\right)}$$

avec

- k la constante de Boltzmann qui vaut $1.36 \cdot 10^{-23} J.K^{-1}$
- T la température en Kelvin
- E_g l'énergie nécessaire pour passer de la bande de valence à celle de conduction, $E_g = 0.73 eV$ pour des détecteurs HgCdTe avec une coupure à $1.7 \mu m$.

Des mesures réalisées à Caltech (U.S.A) (Fig.III.15 [63]) montrent que les spécifications de l'imageur et du spectrographe sont atteintes. En effet, pour l'imageur un courant d'obscurité de $0.02 e/pxl/s$ est atteint à partir de 140K et pour le spectrographe une valeur de $0.002 e/pxl/s$ est atteinte à partir de 130K.

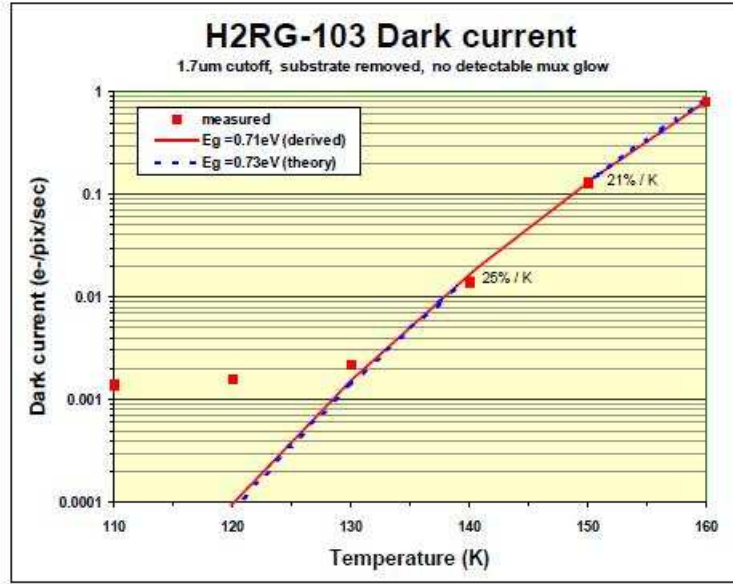


FIG. III.15 – Evolution du courant d'obscurité avec la température [63].

Nous pouvons observer que descendre de 140K à 130K permet de diminuer d'un facteur 10 le courant d'obscurité, en effet, nous passons de $0.02 e/pxl/s$ à 140K à $0.002 e/pxl/s$ à 130K. Diminuer encore la température n'apporte aucun avantage car on atteint une limite.

Bruit total

Le bruit total contient le courant d'obscurité du détecteur et le bruit associé à une lecture.

Ce bruit est souvent défini dans la littérature [59] pour un mode de lecture Double Echantillonnage Corrélé (Fowler(N)). En effet, en moyennant N images prises très rapidement, le bruit effectif diminue d'un facteur $\propto 1/\sqrt{N}$. Dans le cadre de l'imageur, le temps d'exposition par pose est de $t = 300s$. Une étude [59] a permis de mesurer les bruits effectifs atteignables avec ce temps d'exposition.

Les spécifications de l'imageur nous imposent un bruit effectif inférieur à $8 e^-$ pour un temps d'exposition par pose de $t = 3000 s$.

La figure III.16 montre que la spécification de bruit pour l'imageur de $8 e^-$ peut être atteinte à partir d'un temps d'exposition de $300 s$ et à partir d'un Fowler(16). Des mesures réalisées à Caltech (U.S.A) (Fig.III.17 [63]) montrent que la spécification de $8 e^-$ peut être atteinte à partir d'un Fowler(100) pour $3000 s$ de temps d'exposition par pose. Le bruit en $1/f$ et le courant d'obscurité deviennent dominants à partir d'un certain régime et empêchent d'atteindre la limite théorique.

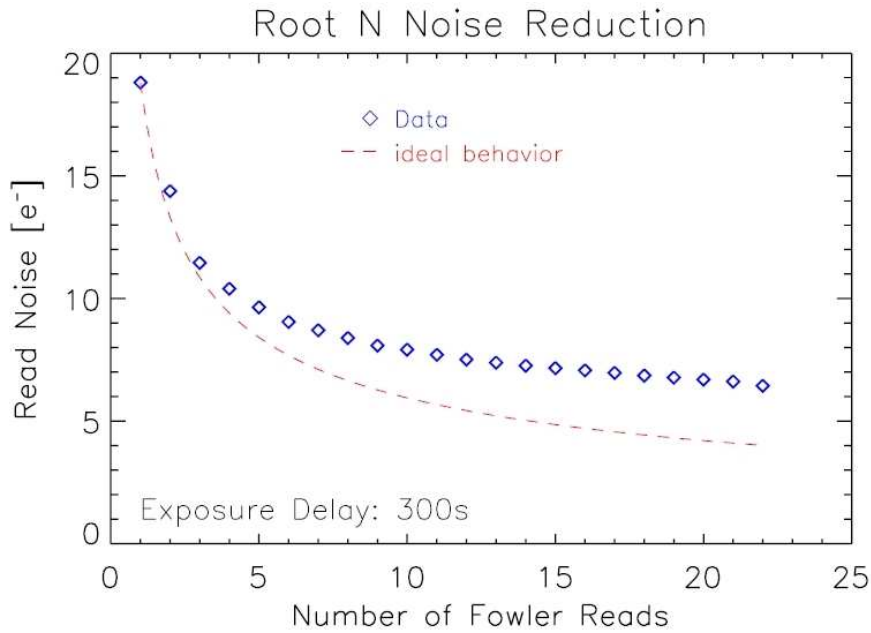


FIG. III.16 – La différence entre le comportement idéal (loi en $\frac{1}{\sqrt{N}}$) et les données est causée par le courant d'obscurité et le bruit en $1/f$ [59].

Dans cette partie nous avons montré des premiers résultats encourageants. Nous allons développer ces aspects plus en détails dans la suite.

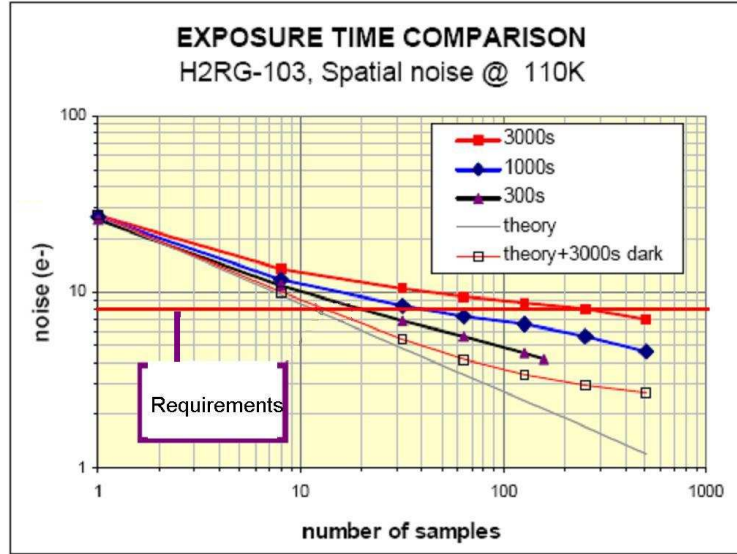


FIG. III.17 – Evolution du bruit total avec le nombre de Fowler [63]

7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les méthodes de détection du rayonnement infrarouge. Nous nous sommes concentrés sur les détecteurs quantiques hybrides de deuxième génération en HgCdTe. Leurs modes de lecture non destructif et leur architecture hybride permettent de nombreux modes d'acquisition, C.D.S, Fowler(N), up the ramp ou le mode mixte (utile pour les applications bas flux dont nous avons besoin).

Nous avons décrit les derniers développements et performances des détecteurs de deuxième génération hybride HAWAII-2RG utilisés dans le satellite SNAP. Pour l'efficacité quantique, l'ajout d'une couche anti-reflet et la suppression du substrat ont permis d'atteindre des valeurs supérieures à 80%. Le bruit de lecture a été diminué en utilisant le mode de lecture Fowler jusqu'à une valeur de 8 e⁻ pour un temps d'exposition de 300 s et un Fowler(16) et également de 8 e⁻ pour un temps d'exposition de 3000 s et un Fowler(100). Le courant d'obscurité a atteint la performance de 0.02 e⁻/pxl/s pour une température de 140K et une valeur de 0.002 e⁻/pxl/s pour une température de 130K.

Ces détecteurs vont aussi être utilisés dans le spectrographe de SNAP. Dans ce cas, nous allons voir comment ajuster le mode de lecture pour tenir compte des temps de pose plus longs et des spécifications de bruit plus contraignantes.

Chapitre IV

Caractérisation du détecteur H2RG 40

Sommaire

1	Historique du détecteur H2RG 40	49
2	Caractérisation du détecteur H2RG 40 à l'Université de Michigan	50
3	Caractérisation du détecteur H2RG 40 à l'I.P.N.L	53
4	Conclusion	65

1 Historique du détecteur H2RG 40

La collaboration SNAP a lancé en 2004 un programme de recherche et développement sur des détecteurs infrarouges afin qu'ils atteignent les spécifications requises (présentées dans la section 6.1 du chapitre III).

L'industriel Teledyne, au cours de ce programme a développé et amélioré les performances de ses détecteurs HAWAII-2RG ou H2RG.

Un premier lot de détecteurs a été livré au printemps 2004 à l'Université de Michigan (U.S.A) suivi, en juillet 2005, d'un deuxième lot de détecteurs H2RG de meilleure qualité. Ce chapitre se concentre sur les résultats obtenus avec le détecteur H2RG 40.

Le détecteur H2RG 40 fait partie du premier lot de détecteurs livrés par Teledyne. Il n'est pas aminci, c'est à dire qu'il possède encore sa couche de substrat de $800\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Il a d'abord été caractérisé à l'Université de Michigan. Son efficacité quantique et sa réponse intrapixel ont été mesurés. C'est le sujet de la première partie. En février 2007, nous sommes allés à l'Université de Michigan pour effectuer une campagne de prise de données et ainsi se familiariser avec les détecteurs (manipulation, montage et démontage du détecteur). Après un accord avec les Etats-Unis en mars 2007, ce détecteur a été ensuite importé en France. Il a été utilisé dans le cadre du démonstrateur de spectrographe. C'est le sujet du chapitre V. Il a également été monté sur un banc de test conçu en collaboration avec l'IPNL (Institut de Physique Nucléaire de Lyon) pour effectuer des caractérisations plus fines. Je décrirai donc dans une deuxième partie une méthode originale de mesure du gain de conversion que nous avons utilisée sur le détecteur H2RG 40 et ses performances en terme de bruit de lecture pour de longs temps de pose.

2 Caractérisation du détecteur H2RG 40 à l'Université de Michigan

2.1 Banc de test

Le banc de test de l'Université de Michigan sur lequel le détecteur H2RG 40 a été caractérisé est composé :

- d'une électronique de lecture externe de type San Diego (décrite dans la section 6.3 du chapitre III)
- d'un cryostat a bain d'azote liquide
- d'un système de cryogénie
- du détecteur H2RG 40
- de L.E.D disposées autour du détecteur

Le système de cryogénie permet de faire fonctionner le détecteur de 140K à 110K.

La photo IV.1 montre le cryostat avec le détecteur H2RG 40 monté à l'intérieur. Nous pouvons remarquer les traversées étanches sur les cotés permettant le passage des connectiques.

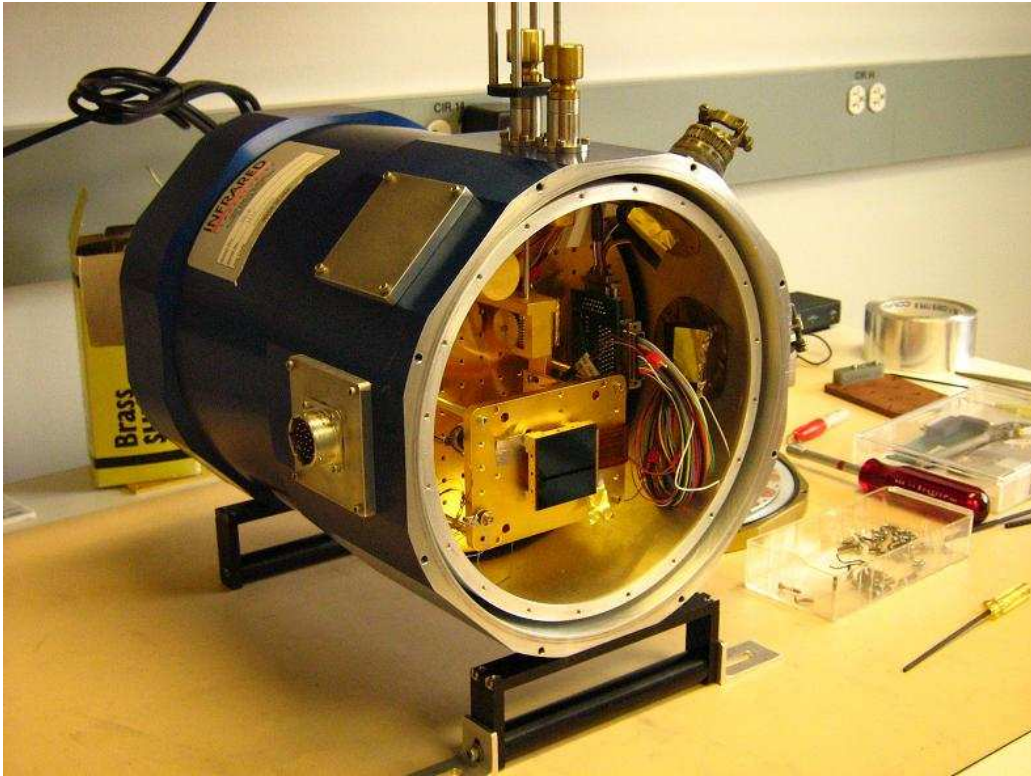


FIG. IV.1 – Le détecteur H2RG 40 dans son cryostat à l'Université de Michigan.

Pour la mesure d'efficacité quantique, une lampe quartz-tungsten-halogen (QTH) est utilisée. Son flux est dirigé dans une sphère intégratrice puis redirigé vers une photodiode calibrée. Le détecteur peut également recevoir ce même flux. Le flux absolu et le flux reçu par le détecteur permettent de déterminer l'efficacité quantique.

Pour la mesure de réponse intrapixel, un système spécial a été développé. Il permet de créer

un point lumineux de taille inférieure à la taille d'un pixel [10]. Il est monté sur des moteurs permettant de le déplacer dans toutes les directions de l'espace.

2.2 Efficacité quantique

L'efficacité quantique du détecteur H2RG 40 a été mesurée [59] pour une plage de longueur d'onde de 0.7 à 1.7 μm grâce au banc de test décrit dans la section 2.1. Ce système permet d'établir la carte d'efficacité quantique du détecteur (c'est-à-dire pixel par pixel) pour une longueur d'onde donnée. La figure IV.3 montre un exemple de carte d'efficacité quantique sur un détecteur.

La courbe bleue de la figure (IV.2) représente la valeur moyenne de l'efficacité quantique du détecteur H2RG 40 à une longueur d'onde donnée.

Ce détecteur possède un anti-reflet et son substrat n'a pas été enlevé. Il appartient au premier lot de détecteur, son efficacité quantique n'est donc pas optimum. Elle est supérieure à 60% pour une longueur d'onde de 1500 nm. La figure IV.2 compare son efficacité quantique à celle d'un détecteur dont le substrat a été enlevé. Une fois le substrat enlevé, l'efficacité quantique augmente à faible longueur d'onde ce qui permet d'utiliser aussi ce détecteur dans le domaine du visible. Nous verrons que pour son utilisation dans le démonstrateur de spectrographe (chapitre V), l'efficacité quantique du détecteur H2RG 40 est suffisante car le flux provenant des lampes est important. En revanche, dans le spectrographe de SNAP, à cause des faibles flux observés, il faut avoir une efficacité quantique supérieure à 80%. Pour une longueur d'onde donnée nous pourrions donc corriger le flux enregistré sur chacun des pixels des différences de sensibilité et ainsi diminuer les erreurs de mesures.

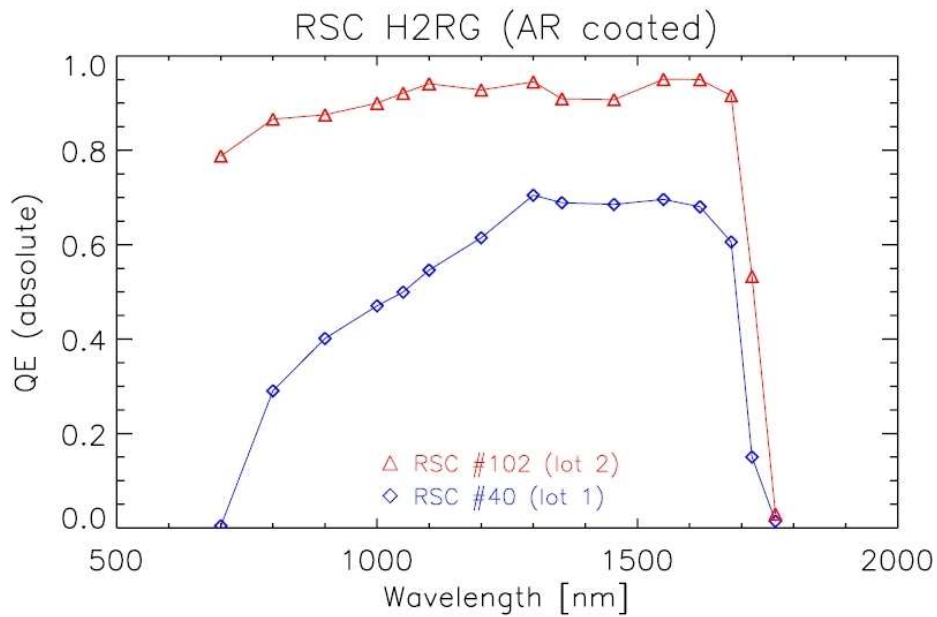


FIG. IV.2 – Efficacité quantique du détecteur H2RG 40 (en bleu) comparée à un détecteur (en rouge), le H2RG 102 dont le substrat a été enlevé ([59]).

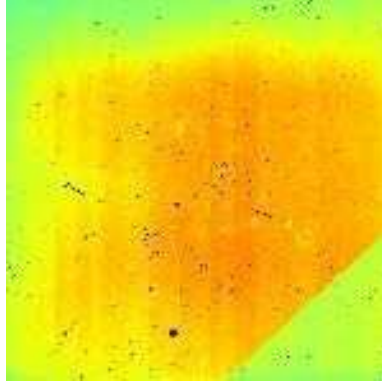


FIG. IV.3 – Exemple de carte d'efficacité quantique [60]

2.3 Réponse intrapixel

Le spectrographe de SNAP est sous-échantillonné et possède une basse résolution. C'est à dire que l'image d'une source ponctuelle monochromatique (ou PSF en anglais) sera imagée sur peu de pixel (typiquement de 1 à 3 pixels selon la longueur d'onde). Les variations de sensibilité intrapixel pourront donc affecter la réponse enregistrée. Nous devons donc connaître les différences de sensibilité à l'intérieur d'un pixel.

Le système décrit dans la section 2.1 permet d'étudier les variations de réponse intrapixels du détecteur H2RG 40.

Chaque détecteur peut être considéré comme un prototype. Un exemple de réponse pour un pixel du détecteur H2RG 40 (Fig.IV.4) révèle une forme en "chaise". Cette forme pourrait être due à un mauvais alignement du masque lors de la fabrication du détecteur. Ce défaut a été corrigé par Teledyne sur les détecteurs suivants.

Cette carte de réponse intrapixel ne donne pas seulement la carte de gain à l'intérieur du pixel central mais renseigne aussi sur la quantité de charge diffusée d'un pixel à l'autre. En effet, quand le spot parcourt le pixel central, le flux mesuré dans le pixel central inclut non seulement les pertes dues à la variation de gain à l'intérieur du pixel mais aussi les pertes dues à la diffusion de charges (transférées dans les pixels voisins). En revanche, quand le spot parcourt les pixels voisins, le flux collecté dans le pixel central vient de l'effet de diffusion de charges des pixels voisins.

Deux phénomènes sont responsables de ces effets inter-pixels. L'un est la diffusion latérale des charges (estimée à $1.87\mu m$ [10]) qui joue à petite échelle et l'autre la capacité de couplage entre pixels (2.1 % [10]).

Ces deux phénomènes ayant lieu à des endroits différents dans la partie active, ils n'agissent pas à la même échelle.

La diffusion latérale de charges est un processus aléatoire qui ne crée pas de corrélation de signal entre les pixels. Elle a lieu dans la partie active avant l'accumulation de charges. A l'opposé, la capacité de couplage est un phénomène déterministe et va donc créer une corrélation de signal entre les pixels. La capacité de couplage intervient après l'accumulation des charges.

Sur la réponse intrapixel (Fig. IV.4) nous pouvons identifier l'effet des deux phénomènes

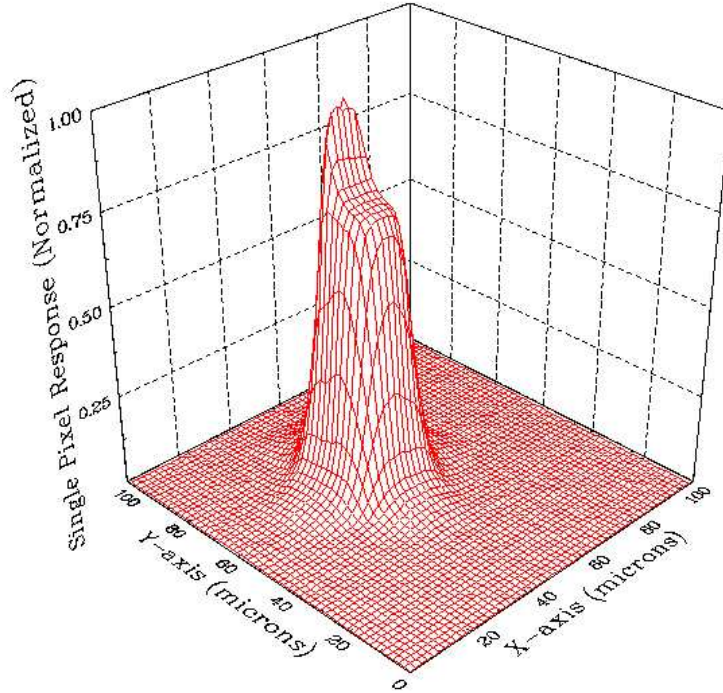


FIG. IV.4 – Exemple de réponse intrapixel à 1300nm

d'inter-pixels. Le phénomène de diffusion latérale de charges crée l'élargissement de la réponse jusqu'à une distance de $18 \mu m$. Les deux petites réponses situées à partir de $20 \mu m$ traduisent la capacité de couplage inter-pixel.

Les phénomènes de diffusion et de capacité inter-pixel ont pour effet d'élargir les PSF observées et donc de compliquer les performances optiques. La réponse intra-pixel doit être intégrée dans la simulation des effets du détecteur et permet ainsi de prévoir au mieux les performances du spectrographe [9].

Pour connaître l'erreur de mesure liée à la différence de réponse intrapixel, nous avons calculé une réponse intra-pixel moyenne sur ce détecteur.

Nous connaissons donc maintenant la réponse intrapixel moyenne, c'est à dire les variations de sensibilité à l'intérieur d'un pixel et la réponse inter-pixels liée à la diffusion de charges entre pixels.

3 Caractérisation du détecteur H2RG 40 à l'I.P.N.L

Ce détecteur a été importé en France en mars 2007. Des caractérisations plus fines ont été réalisées sur le banc de test conçu en collaboration avec l'IPNL. Nous l'avons utilisé pour mesurer la valeur du gain de conversion et de bruit de lecture. Je présenterai dans cette section que les résultats concernant le gain de conversion. Les résultats de bruit de lecture seront exposés dans la section 5.2 du chapitre VI

3.1 Banc de test

Le banc de test de l'IPNL (Institut de Physique Nucléaire de Lyon) est composé d'un cryostat auquel est connecté au plus près l'électronique de lecture du détecteur. Le cryostat (Fig. IV.5) est refroidi à l'azote liquide et peut fonctionner à des températures allant de 100K à 160K avec des fluctuations inférieures à 0.1K. Il a été conçu pour assurer des variations de température inférieures à 0.5K/minute sur le détecteur quelque soit le flux d'azote. Des LED de différentes puissances permettent de créer le flux incident voulu.

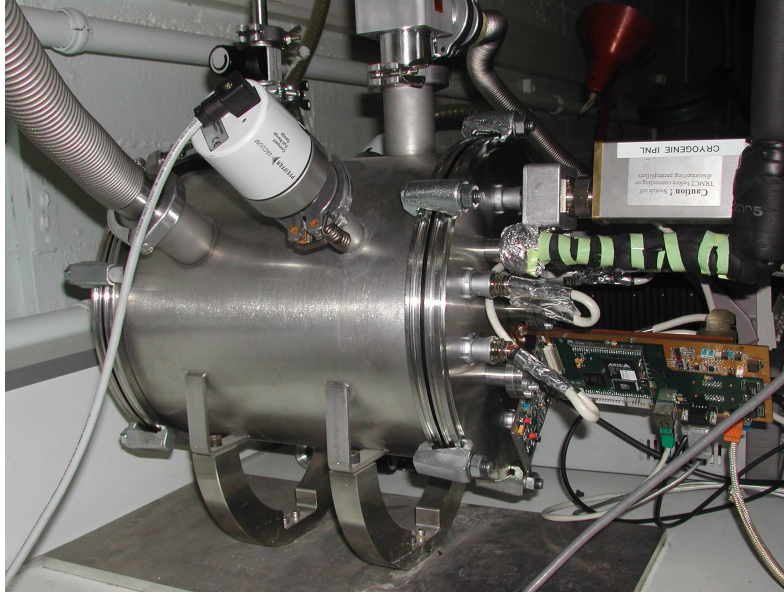


FIG. IV.5 – Photo du cryostat contenant le détecteur. Son électronique de lecture est à droite sur la photo.

Des photodiodes permettent de contrôler le flux incident. Un miroir situé au dessus du détecteur dans le cryostat assure une uniformité d'illumination inférieure au pour cent sur tout le détecteur (Fig.IV.6 et Fig.IV.7). L'électronique de lecture est décrite dans la section 6.3 du chapitre III. C'est une électronique bas bruit.

3.2 Calcul du gain de conversion

Dans cette section seront développés tout d'abord une méthode classique de mesure du gain de conversion puis une méthode originale développée dans notre équipe. Les principes de mesure puis le traitement des données ainsi que les résultats obtenus seront traités pour chacune des méthodes.

Valeur attendue

Le gain de conversion est le facteur qui relie les électrons (issus du flux de photons incidents) aux données numériques fournies par l'électronique de lecture : les ADU (Analogique to Digital Unit).

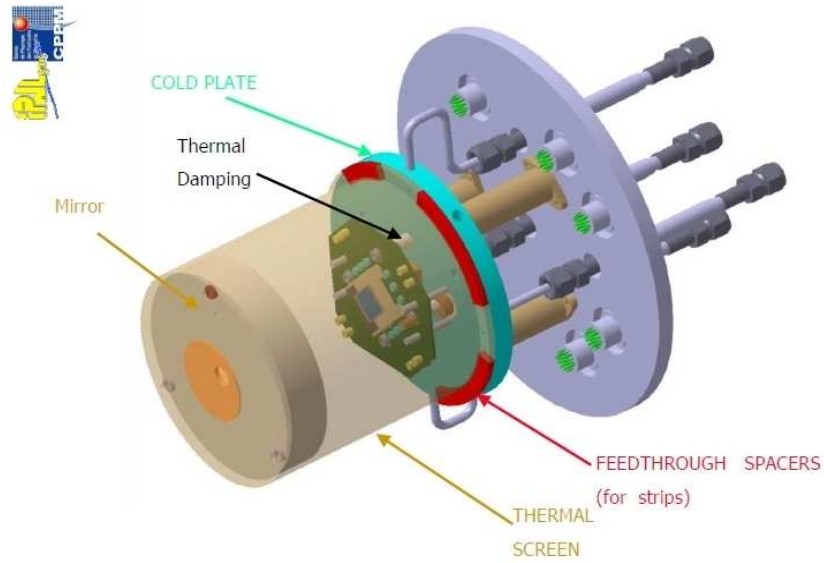


FIG. IV.6 – Schéma du montage du détecteur surmonté du miroir et de la plaque froide [19].

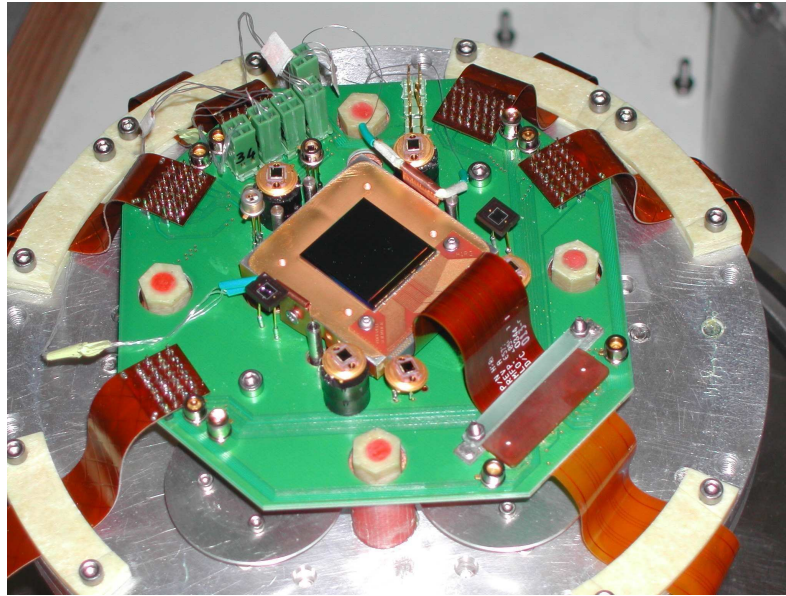


FIG. IV.7 – Photo du détecteur et de sa connectique montés sur leur module. Les LED et des photodiodes (proche du détecteur) permettent de créer le flux voulu et de l'enregistrer.

Il peut être connu grâce aux caractéristiques de l'électronique de lecture utilisée. La réponse en ADU associée à un changement de tension entre deux acquisitions pour un unique pixel est donnée par : $\Delta A = k\Delta V$ avec k le facteur de conversion de l'ADC ($70\mu V/9.5/ADU$ [62])

multiplié par le gain de l'électronique du MOSFET (0.83 [62]) et V la tension lue sur un pixel. Pour un unique pixel, la tension varie de manière linéaire avec le nombre d'électrons accumulés selon

$$\Delta V = q\Delta N_e / C_0$$

avec ΔN_e le nombre d'électrons accumulés dans le pixel, q la charge de l'électron, et C_0 la capacité d'un seul pixel fournie par Teledyne de 40fF. Ainsi, le gain de conversion G en e-/ADU s'exprime :

$$G = \frac{\Delta N_e}{\Delta A} = \frac{C_0}{kq} \sim 2.40 e/ADU \quad (\text{IV.1})$$

Cette valeur donne un ordre de grandeur de la valeur du gain de conversion. En effet, il existe une incertitude sur la valeur de la capacité du pixel (40fF) ainsi que sur les valeurs du facteur de conversion de l'ADC (k) et du gain de l'électronique du MOSFET. Ainsi, la valeur du gain de conversion doit être mesurée par des méthodes expérimentales. Deux méthodes seront développées ici.

Méthode classique

Le gain de conversion est généralement déterminé par la méthode du transfert de photon [36]. Cette méthode repose sur les propriétés statistiques des électrons générés par une illumination uniforme sur le détecteur.

Pour un pixel donné, le signal enregistré peut être décomposé en deux termes, l'un provenant du flux de photon reçu converti en électron et l'autre associé aux différents bruits qui s'ajoutent dans le détecteur. Le signal s'écrit donc :

$$S(ADU) = \frac{N(e-)}{G} + Nb(ADU) \quad (\text{IV.2})$$

avec $S(ADU)$ le signal de sortie mesuré en ADU, G le gain de conversion en e-/ADU, $N(e-)$ le nombre d'électrons enregistré par le pixel issu du flux de photon incident et Nb le nombre d'ADU causé par les bruits dans le détecteur (principalement le bruit de lecture). Ainsi, nous pouvons calculer l'erreur associée à ce signal,

$$\sigma_{S(ADU)}^2 = \sigma\left(\frac{N(e-)}{G} + Nb(ADU)\right)^2 = \frac{1}{G^2}\sigma_{N(e-)}^2 + \sigma_{RN(ADU)}^2 \quad (\text{IV.3})$$

Avec, $\sigma_{RN(ADU)}$ le bruit de lecture du détecteur. Le flux de photon reçu, transformé en paire électron-trou suit une distribution de Poisson. Ainsi,

$$\sigma_{N(e-)}^2 = \langle S(e-) \rangle = G \langle S(ADU) \rangle$$

Avec $\langle S(ADU) \rangle$, la valeur moyenne du signal reçu en ADU pendant le temps d'intégration. Nous en déduisons donc l'équation qui permettra de trouver le gain de conversion :

$$\sigma_{S(ADU)}^2 = \frac{1}{G} \langle S(ADU) \rangle + \sigma_{RN(ADU)}^2 \quad (\text{IV.4})$$

Ainsi, pour différentes valeurs de signal $S(ADU)$ nous obtenons une relation linéaire entre la variance et la valeur moyenne du signal. Le gain de conversion G est donc l'inverse de la

penne dans la relation IV.4 entre la variance, $\sigma_{S(ADU)}^2$ (en unité ADU) de la contribution stochastique du signal (associée au bruit de Poisson) enregistrée pendant un certain temps d'intégration et le flux, $m(ADU)$, accumulé pendant ce même temps d'intégration (en unité ADU). Nous avons exposé ici la méthode classique de détermination du gain de conversion dans le cas d'un détecteur constitué d'un unique pixel. Dans ce cas, si l'on considère une illumination uniforme i et que l'on enregistre deux acquisitions (I_1 et I_2) dans le mode Double Echantillonnage Corrélé (C.D.S). La différence de ces mesures forme pour le pixel $[k, l]$ le signal $D_i[k, l] = (I_1[k, l] - I_2[k, l])$. L'estimateur classique de variance s'écrit donc :

$$\sigma_{S(ADU)}^2 = \frac{1}{2N} \sum_{k,l} (D_i[k, l])^2 \quad (\text{IV.5})$$

Le facteur 2 vient du fait que l'on a réalisé la différence entre les deux acquisitions C.D.S.

Pour des détecteurs constitués de plusieurs pixels, les charges accumulées dans un pixel peuvent influencer la tension lue sur les pixels voisins. Cette influence peut être interprétée comme une capacité inter-pixel (c'est l'hypothèse de Moore [44]). En considérant un modèle de capacité inter-pixel, Moore et al. ont montré [44] que l'estimateur classique de variance σ_{ADU}^2 ignore les bruits corrélés entre pixels, ce qui sous estime la vraie variance (donc surestime le gain de conversion). Moore a estimé la variance d'un pixel en tenant compte des corrélations avec les pixels voisins les plus proches, c'est à dire les quatre pixels adjacents à un pixel (la capacité inter-pixel avec les pixels situés sur les angles est négligée). Dans la Fig.IV.8, pour le pixel 0, les corrélations inter-pixels seront majoritaires avec les pixels 1,2,3 et 4. Le modèle de capacité avec les pixels voisins est représenté sur la figure IV.9 avec C_0 la capacité de chaque pixel et C_c la capacité de couplage avec les quatre pixels adjacents.

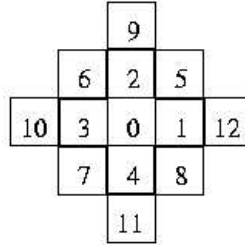


FIG. IV.8 – Les pixels 1,2,3,4 seront considérés pour le calcul de la capacité inter-pixel.

L'estimation donnée par Moore de la variance pour une acquisition, en tenant compte de la corrélation entre les pixels voisins, s'écrit donc :

$$\sigma_{S(ADU)}^2 = \frac{1}{2N} \left(\sum_{k,l} D_i^2[k, l] + \sum_{k,l} D_i[k, l] D_i[k, l+1] + \sum_{k,l} D_i[k, l] D_i[k, l-1] + \sum_{k,l} D_i[k, l] D_i[k+1, l] + \sum_{k,l} D_i[k, l] D_i[k-1, l] \right) \quad (\text{IV.6})$$

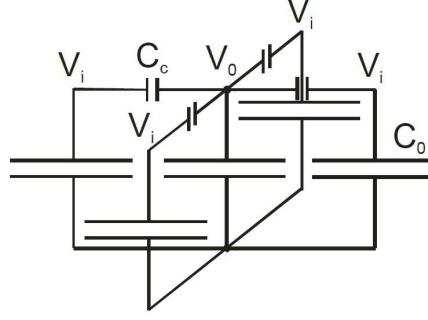


FIG. IV.9 – Modèle des capacités inter-pixel [27]

Avec $D_i[k, l]$ le signal mesuré dans le pixel k, l entre deux acquisitions successives et N le nombre total de pixel.

Nous allons donc traiter les données en utilisant cette nouvelle expression de la variance.

Méthode de mesure

La mesure du gain de conversion consiste à créer une illumination la plus homogène possible sur le détecteur à différentes intensités lumineuses (grâce aux L.E.D).

Le mode d'acquisition pour chaque illumination est un C.D.S (définie dans le chapitre III). C'est-à-dire que pendant le temps d'intégration deux acquisitions ont été prises, l'une au début l'autre à la fin du temps d'intégration. Le flux moyen enregistré est la différence de ces deux acquisitions moyennée sur tous les pixels. La variance est évaluée avec l'équation IV.6. Des mesures ont été réalisées à différentes intensités de LED avec une illumination uniforme sur le détecteur.

Résultats

Nous avons tracé pour différentes illuminations la variance calculée en fonction de la valeur moyenne du flux reçu (Fig. IV.10).

Le gain de conversion est donné par la pente de ces droites. La mesure de gain a été réalisée avec (courbe noire, issue de l'équation IV.6) et sans correction de la capacité inter-pixel (courbe bleue, issue de l'équation IV.5). Nous observons bien une sur-estimation du gain sans la correction de la capacité inter-pixel. La correction apportée diminue la gain de conversion de environ 13 % et nous donne une valeur de gain de conversion de

$$G = 1.99 \pm 0.02e/ADU$$

.

Méthode originale de mesure de gain de conversion

Nous allons ici exposer une méthode originale basée sur une calcul redondant de la capacité inter-pixel en utilisant des groupes de pixels couplée à une analyse temporelle du signal.

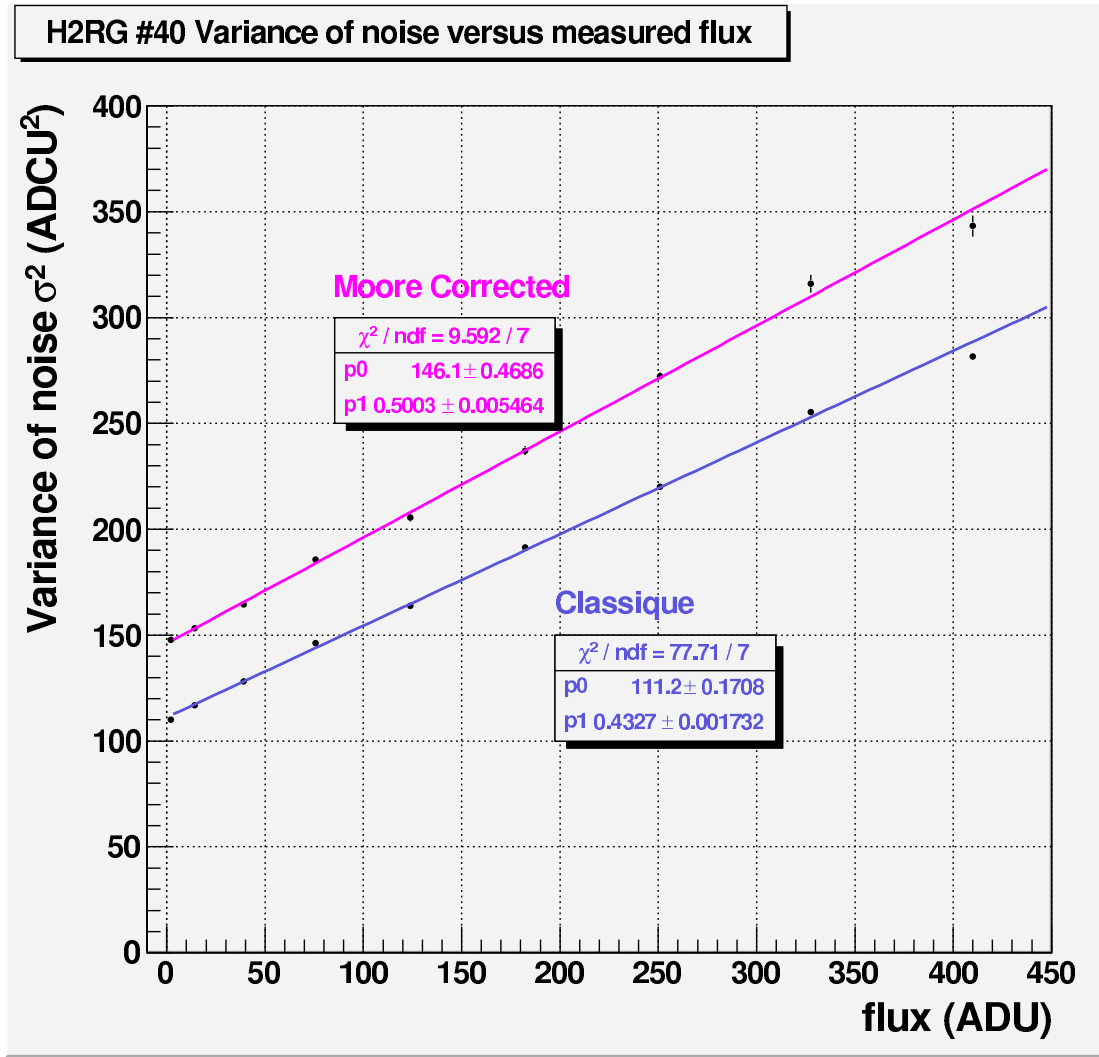


FIG. IV.10 – Moyenne en fonction de la variance pour différentes intensité lumineuses. En bleu, la droite sans correction de la capacité inter-pixel, en rose, avec correction. Le gain de conversion du détecteur H2RG40 de 1.99 ± 0.02 e-/adu

Gain de conversion et matrice d'influence

Cette méthode diffère de la précédente par la façon de considérer les corrélations avec les pixels voisins.

Afin de déterminer le gain de conversion nous devons calculer la variance du flux incident et la valeur moyenne du nombre d'électrons accumulés pendant le temps d'intégration (equ. IV.4).

Si nous considérons un unique pixel, la réponse en ADU entre deux acquisitions successives est donnée par :

$$\Delta A = kq\Delta N_e / C_0$$

avec ΔN_e le nombre d'électrons accumulés pendant deux acquisitions.

Dans un détecteur constitué de plusieurs pixels, il faut tenir compte de l'influence des pixels voisins. La manière habituelle développée par Moore [44] consiste à estimer la variance dans un pixel en tenant compte des corrélations inter-pixel grâce à l'équation IV.6.

Une autre façon d'aborder les influences électrostatiques d'un pixel sur un autre est de parler de matrice d'influence d'un pixel sur ses voisins. Nous avons développé cette méthode originale qui a donné lieu à une publication [62].

Ainsi, la réponse en ADU (ΔA_i) du pixel i en tenant compte de l'influence électrostatique des pixels voisins s'écrit :

$$\Delta A_i = kq(C)_{ij}^{-1} \Delta N_j$$

avec ΔN_j le nombre d'électrons accumulés dans le pixel j et $(C)_{ij}$ la matrice d'influence électrostatique constituée :

- sur sa diagonale des termes $C_{ii} = C_0$ avec C_0 la capacité d'un unique pixel,
- et des termes hors diagonaux C_{ij} , avec C_{ij} la capacité inter-pixel entre deux pixels adjacents.

Par exemple, si l'on considère seulement le couplage avec des pixels adjacents, la matrice d'influence pour un groupe de 5 pixels centrés sur le pixel $j = 0$ (comme noté sur la figure IV.8) est de la forme :

$$C = \begin{pmatrix} C_0 & C_{ij} & C_{ij} & C_{ij} & C_{ij} \\ C_{ij} & C_0 & 0 & 0 & 0 \\ C_{ij} & 0 & C_0 & 0 & 0 \\ C_{ij} & 0 & 0 & C_0 & 0 \\ C_{ij} & 0 & 0 & 0 & C_0 \end{pmatrix}$$

Nous devons calculer le bruit de photon associé au pixel i . Il s'écrit :

$$(\delta_i)^2 = (kq)^2 (C)_{ij}^{-1} (C)_{il}^{-1} \delta N_j \delta N_l$$

Si la diffusion est négligeable, il n'y a pas de corrélation entre les valeurs de N_i pour différents pixels, et la valeur moyenne temporelle du produit est $\langle \delta N_j \delta N_l \rangle = \delta_{jl} \Delta N_j$ (avec δ_{jl} la matrice de Kronecker, et ΔN_j le nombre d'électrons accumulés dans le pixel j entre deux acquisitions consécutives).

Maintenant que nous avons trouvé l'expression de la variance dans le cas générale en ayant introduit la matrice d'influence électrostatique, effectuons le calcul pour un pixel. La fluctuation du signal pour un pixel situé à $i=0$ influencé par les charges de ses quatre pixels adjacents s'écrit :

$$\delta_0 = kq C_{0j}^{-1} \delta N_j \quad (\text{IV.7})$$

$$= k \frac{q}{C_0} (\delta N_0 - x \delta N_1 - x \delta N_2 - x \delta N_3 - x \delta N_4) \quad (\text{IV.8})$$

avec x le ratio entre la capacité inter-pixel et la capacité d'un unique pixel, $x = C_{ij}/C_0$ et δN_i les fluctuations de charges reçu par les pixels adjacents au pixel $i=0$.

Nous pouvons calculer la variance associée à l'équation IV.7. Elle s'écrit donc :

$$\langle (\delta_0)^2 \rangle = \left(\frac{kq}{C_0} \right)^2 (\Delta N_0) (1 + 4x^2) \quad (\text{IV.9})$$

Où nous avons remplacé grâce à la nature poissonnienne du flux incident $(\delta N_0)^2$ par ΔN_0 .

Les illuminations étant uniformes, tous les flux sont égaux et le flux moyens dans le pixel $i = 0$ est $\Delta N_0 = \frac{C_0}{kq(1-4x)} \Delta A_0$. Ainsi, en remplaçant dans l'équation ΔN_0 dans l'équation IV.9, on trouve la relation entre la variance (δ_0) et la valeur moyenne du signal (ΔA_0) relié par le gain de conversion :

$$\langle (\delta_0)^2 \rangle = \frac{kq}{C_0(1-4x)} \Delta A_0 \quad (\text{IV.10})$$

Le gain de conversion pour un pixel s'écrit donc ,

$$G = \frac{\Delta N}{\Delta A} = \frac{C_0}{kq(1-4x)} \quad (\text{IV.11})$$

Nous obtenons donc l'expression du gain de conversion pour un pixel soumis aux influences électrostatique de ces pixels adjacents.

Généralisation pour des groupes de pixels

La méthode originale consiste à effectuer à calculer $\langle (\delta_A)^2 \rangle$ et ΔA pour des groupes de pixels (ou super-pixel) et de déterminer à chaque fois une expression de la variance en fonction de x . Plusieurs évaluations de ce facteur x permettent donc une meilleure précision sur la valeur de la capacité de couplage entre les pixels et d'évaluer les systématiques de mesure.

En augmentant le nombre de pixel dans le groupe de pixel considéré, les pertes de charges avec les pixels adjacents au groupe sont moins visibles. En effet, les pertes de charges sont dues aux frontières avec les pixels adjacents.

Dans le cas d'un unique pixel, on retrouve dans l'expression du gain de conversion le facteur $1 - 4x$ traduisant la présence de quatre frontières extérieurs. En prenant un groupe de pixel, la perte de charge due aux frontières intérieurs ne sont plus visibles. Pour un groupe de deux pixels, chacun des pixels n'est plus influencé que par ses trois pixels voisins. Ainsi, en augmentant le nombre de pixel par groupe, l'expression du gain de conversion sera de plus en plus semblable au cas où l'on considère un unique pixel (sans corrélation entre les pixels).

L'expression de la variance évolue donc avec le nombre de pixels dans le groupe.

Pour un groupe de deux pixels

Pour deux pixels, la variance s'écrit [62] :

$$(\delta_2)^2 = 2 \frac{kq}{C_0(1-4x)} (1 - 2x + 4x^2) \Delta A_0 \quad (\text{IV.12})$$

Nous remarquons dans cette expression de la variance,

- si $x = 0$ nous retrouvons l'expression classique de la variance sans influence électrostatique
- le facteur 2 vient du fait que l'on a considéré un groupe de deux pixels
- à cause du terme au numérateur $(1 - 2x + 4x^2)$, cette variance (en ADU) est légèrement plus élevée que celle à 1 pixel (qui évolue en $1/(1-4x)$)

Pour un groupe de cinq pixels

Pour un groupe de 5 pixels, la variance s'exprime [62] :

$$(\delta_5)^2 = 5\left(\frac{kq}{C_0(1-4x)}\right)\left(1 - \frac{16}{5}x + 8x^2\right)\Delta A_0 \quad (\text{IV.13})$$

Là encore la valeur de la variance (en ADU) est supérieure à celle obtenue pour un et deux pixels. Le nombre de frontière intérieur augmentant, les pertes de charges de ce groupe de 5 pixels sont plus faibles que pour un unique pixel.

Pour un groupe de neuf pixels

Pour un groupe de 9 pixels, la variance s'écrit [62] :

$$\delta_9^2 = 9\frac{kq}{C_0(1-4x)}\left(1 - \frac{48}{9}x + \frac{80}{9}x^2\right)\Delta A_0 \quad (\text{IV.14})$$

En augmentant le nombre de pixel dans le groupe, l'influence des pixels voisins devient de plus en plus faible.

Nous obtenons donc trois façons de déterminer la valeur du ration de couplage electrostatique x .

Type de données

Les données ont été réalisées dans un environnement stabilisé en température à 110K sur le détecteur H2RG 40 pour différentes puissances d'une même LED. Afin de ne pas saturer les acquisitions, le nombre d'image dans chaque paquet est adapté à l'illumination incidente (de 60 images pour un courant de LED de 10 μ A à 15 pour un courant de LED de 100 μ A). Le temps entre chaque paquet est de 0.125s. Pour chacune des expositions, afin de contrôler les erreurs systématiques, au minimum 10 expositions ont été réalisées.

Nous allons utilisé un mode d'acquisition mixte, c'est à dire, un échantillonnage multiple le long de la ramp de signal (ces modes ont été décrits dans la section 5 du chapitre III). Ce mode permet de prendre un grand nombre d'acquisitions pendant le temps total d'intégration T. Nous allons donc profiter, pour un pixel donné de toutes les informations temporelles pour augmenter notre statistique.

Traitement de données

Nous cherchons maintenant à évaluer la variance du signal et sa valeur moyenne.

La figure IV.11 montre l'évolution du signal pour un pixel i dans le mode d'acquisition mixte avec $N=4$ et $M=3$ (en réalité les valeurs de N et M sont de plusieurs centaines).

Pour ce pixel, la variance V_M des N acquisitions d'un même paquet s'écrit :

$$V_M = \sigma_{s_{i+1}-s_i}^2 \quad (\text{IV.15})$$

Avec s_i le signal du pixel à l'instant i et M le M^{ieme} paquet d'images. Ces M variances sont ensuite moyennées sur tous les paquets :

$$\sigma_i^2 = \langle V_M \rangle_M \quad (\text{IV.16})$$

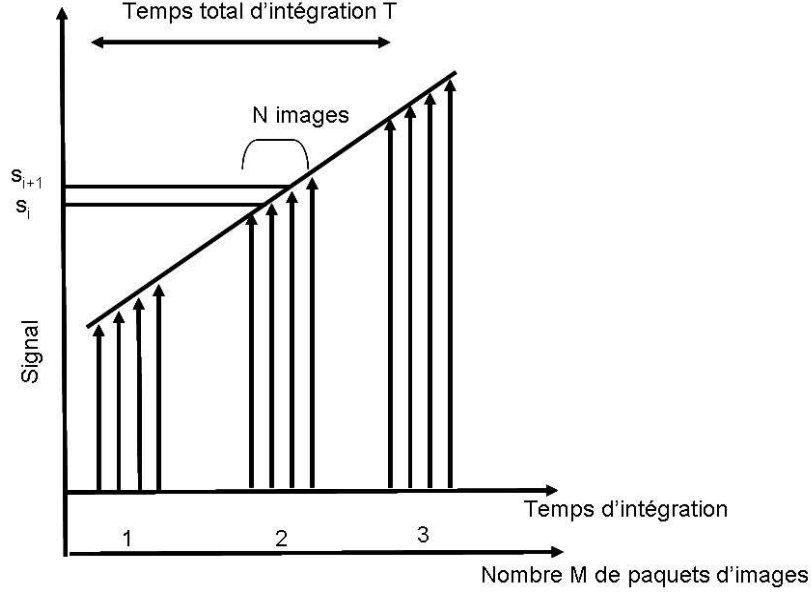


FIG. IV.11 – Evolution du signal d'un pixel dans un mode d'acquisition mixte $N=4$ et $M=3$

Avec $\langle V_M \rangle$ la valeur moyenne temporelle sur les M paquets pour le pixel i . Cette variance est ensuite moyennée sur tous les pixels du groupe considéré (2,5 ou 9 pixels) :

$$(\delta_A)^2 = \overline{\sigma_i^2} \quad (\text{IV.17})$$

La moyenne Δ_A est calculée de la même façon mais en changeant σ dans l'équation IV.15 par la valeur moyenne des $s_{i+1} - s_i$.

Ce calcul est réalisé pour des groupes de 1, 2, 5, ou 9 pixels. Pour chacun des groupes nous avons donc une évaluation de la valeur moyenne, de la variance et du ratio x . Dans ces calculs, le signal lu dans le pixel a été soustrait de la valeur de la voie de référence. Nous pouvons donc maintenant calculer la valeur du gain de conversion.

Résultats

Pour chacun des groupes de pixel nous avons évalué les valeurs de σ_{ADU}^2 et de $mean_{ADU}$. Les résultats sont montrés sur la figure IV.12.

Le ratio x (ration entre la capacité inter-pixel à la capacité d'un pixel C_0) est trouvé en comparant les pentes des courbes pour des groupes de 1, 2, 5 et 9 pixels. Ce ratio, une fois injecté dans l'équation IV.11 permet de trouver le gain de conversion pour un pixel en tenant compte des capacités inter-pixel.

Le ratio de couplage électrostatique x trouvé avec la méthode développée est de

$$x = \frac{C_{int}}{C_0} = -0.0263 \pm 0.0020(\text{stat}) \pm 0.0040(\text{syst})$$

et le gain de conversion est de

$$G = 2.042 \pm 0.015 e/ADU$$

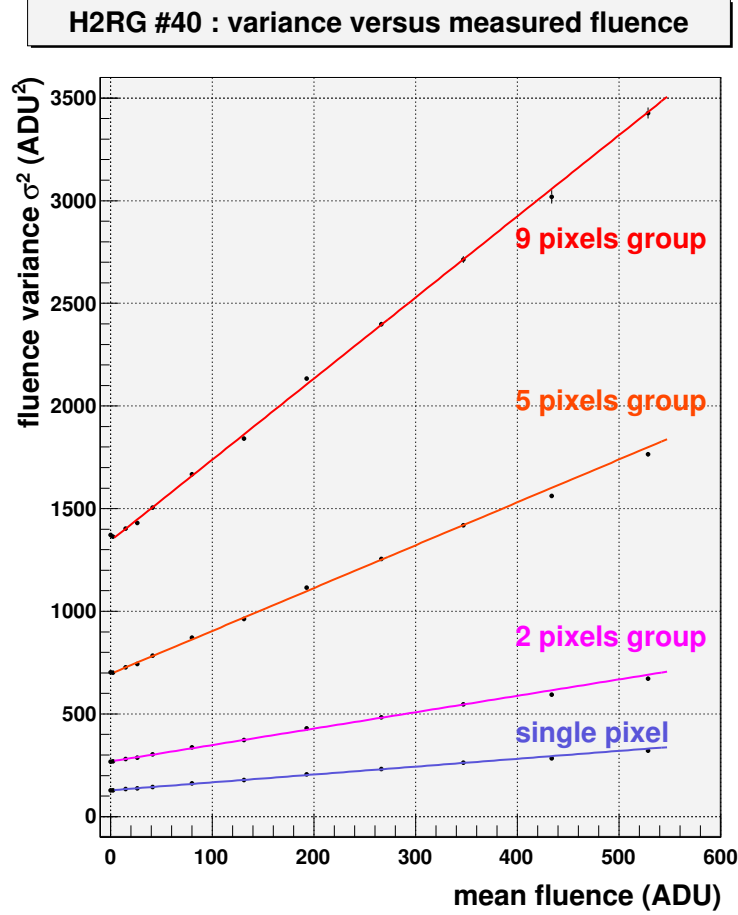


FIG. IV.12 – Variance en fonction de la moyenne mesurée pour différentes illumination et différents groupes de pixels.

à 110K [62]. La valeur déterminée ici est compatible avec celle trouvée avec la méthode de Moore ($G=1.99$ e/adu). Ces deux méthodes donnent des résultats cohérents mais les approches sont différentes. Les valeurs de gain de conversion trouvées par les méthodes expérimentales sont de l'ordre de grandeur de celle attendue définie dans la section 3.2 avec l'hypothèse donnée par le constructeur d'une capacité d'un pixel de 40fF. Cette différence est principalement due aux incertitudes sur les données fournies par le constructeur.

La méthode de Moore est basée sur un modèle de capacité entre les pixels voisins et l'influence d'un pixel sur un autre est considéré comme étant une perte de charge à travers une unique capacité. La méthode développée ici apporte la notion moins restrictive de coefficients d'influence électrostatique entre les pixels. Ces coefficients sont insérés dans une matrice d'influence entre les pixels.

Cette méthode permet de déterminer le ratio de couplage x en groupant plusieurs pixels. Il peut ainsi être connu avec une meilleure précision.

Dans cette méthode, le mode d'acquisition mixte permet également d'améliorer notre connaissance du gain de conversion. En effet, dans la méthode classique le mode d'acqui-

sition est un Double Echantillonnage Corrélé (C.D.S). L'information temporelle est faible (seulement deux images). La précision de mesure dans la méthode classique provient essentiellement de l'opération de moyenne spatiale sur une grande zone du détecteur. La méthode originale proposée ici permet, grâce au mode d'acquisition mixte, de profiter pour un pixel donné de toute l'information temporelle (les valeurs de N et M sont de plusieurs centaines) et ensuite de réaliser une moyenne spatiale sur une zone du détecteur. L'information temporelle permet aussi de prendre en compte et de corriger d'éventuelles non-linéarités dans le détecteur.

L'originalité de cette méthode provient d'une fine analyse temporelle couplée à une méthode redondante de la détermination de la capacité inter-pixel.

4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons évalué les caractéristiques du détecteur infrarouge H2RG 40. Les tests réalisés à l'Université de Michigan ont permis de calculer le gain de conversion, l'efficacité quantique et la réponse moyenne intra-pixel du détecteur. Une méthode originale de calcul de gain de conversion a été testée avec succès sur des données réalisées à l'IPNL. Ce détecteur a été ensuite utilisé dans le démonstrateur de spectrographe (Chap. V). Ses caractéristiques serviront à l'analyse des données du démonstrateur. Elles seront également utilisées pour valider la simulation, développée dans un mode de lecture optimisé, décrite dans le chapitre VI.

Chapitre V

Utilisation du détecteur H2RG 40 dans le démonstrateur de spectrographe

Sommaire

1	Contexte	67
2	Le démonstrateur de spectrographe	68
3	Le détecteur H2RG 40 dans le démonstrateur	71
4	Campagne infrarouge	78
5	Traitement des données infrarouge	80
6	Quelques résultats	87
7	Conclusion	92

Dans ce chapitre, je vais décrire la campagne de prise de données infrarouge réalisée avec le détecteur H2RG 40 dans le démonstrateur de spectrographe. Dans la première partie je rappellerai les caractéristiques du démonstrateur. Je présenterai ensuite l'intégration du détecteur H2RG 40 dans le cryostat. Puis, j'exposerai la méthode de traitement de données. Je terminerai par exposer quelques résultats.

1 Contexte

La conception du démonstrateur a commencé en 2005 et son utilisation a débuté en été 2007. Deux campagnes d'acquisition ont eu lieu, une dans le domaine visible (pendant l'été 2007) et l'autre dans le domaine infrarouge (fin 2007). L'intégration du démonstrateur a permis en 2007 de prendre les premières données dans le domaine visible. La conception, la construction, l'intégration du démonstrateur et les résultats dans le domaine visible ont fait l'objet d'une thèse [8]. Ces résultats ont montré que la calibration en longueur d'onde de l'ordre du nanomètre et une calibration en flux de l'ordre du pour cent est possible avec un spectrographe à technologie slicer.

Dans ce chapitre, je me concentrerai uniquement sur la campagne infrarouge et je me focaliserai sur la manipulation, l'intégration et l'utilisation d'un détecteur infrarouge dans le démonstrateur de spectrographe.

2 Le démonstrateur de spectrographe

Le démonstrateur reproduit exactement le concept optique prévu pour le spectrographe de SNAP. Son but est de prouver que les spécifications optiques requises pour le spectrographe de SNAP sont atteintes avec un spectrographe à technologie slicer. Nous voulons donc valider

- les performances optiques : pertes optiques, PSF, mesure de lumière diffusée,
- la calibration en longueur d’onde,
- la faisabilité d’une calibration spectro-photométrique à un pour cent.

Ces objectifs sont à valider dans le domaine visible mais aussi infrarouge. Pour cela une campagne de prise de données a été réalisée dans les deux domaines de longueur d’onde. Je me concentrerai uniquement dans ce chapitre à la prise de données dans l’infrarouge. Je rappellerai dans cette section les spécifications auxquelles doit répondre le démonstrateur et je décrirai les différents modules du démonstrateur et leurs rôles.

2.1 Introduction

Nous avons construit un démonstrateur de spectrographe qui reprend au mieux les spécifications optiques du spectrographe de SNAP. Les spécifications optiques du spectrographe de SNAP et du démonstrateur sont décrites dans le tableau V.1.

	Spectrographe	Démonstrateur
Champ de vue	2 * 3arcsec*3arcsec	3*0.75 arcsec
Résolution spatiale	0.15 arcsec	0.15 arcsec
Domaine de longueur d’onde	0.35-1.7 μm	0.35-1.7 μm
Résolution spectrale en infrarouge	70	70

TAB. V.1 – *Spécifications optiques du spectrographe de SNAP et du démonstrateur*

On peut remarquer que la résolution spatiale, spectrale et l’échantillonnage sont identiques (la largeur d’une slice est imagée sur un pixel dans l’infrarouge). Le champ de vu a été réduit pour des contraintes de coût. Le démonstrateur possède un miroir slicer de 5 slices au lieu de 40 slices. Cette modification du champ de vu n’affecte en rien les performances optiques que le démonstrateur doit valider.

2.2 Description du démonstrateur

Le coeur du démonstrateur de spectrographe est bien sûr le découpeur d’images (ou ”slicer” en anglais). Celui-ci découpe le champ de vue et ré-arrange l’image le long d’une pseudo-fente d’entrée pour le prisme. Il disperse ensuite l’image et crée le spectre voulu. Le spectrographe contient d’autres éléments qui sont, dans l’ordre optique :

- le module d’illumination qui crée les étoiles à l’infini,
- le miroir pivotant qui crée la même PSF que le satellite SNAP et pointe celle-ci dans le champ de vue du ”slicer”,
- le module du ”slicer” qui découpe le champ de vue et le réarrange en lignes pour pouvoir rentrer dans le prisme,
- le module spectrographe qui crée le spectre du faisceau incident grâce au prisme,

- l’optique de relais qui translate le plan focal,
- le module détecteur qui récupère les spectres du faisceau incident et les numérise.

Chacun des modules a été conçu au C.P.P.M, les éléments optiques ont été conçus au L.A.M. Une vue d'ensemble du démonstrateur avec les différents modules est donnée sur la figure (Fig.V.1). La description de chacun des modules se trouve dans la thèse [8]. Je vais me concentrer uniquement sur le module détecteur.

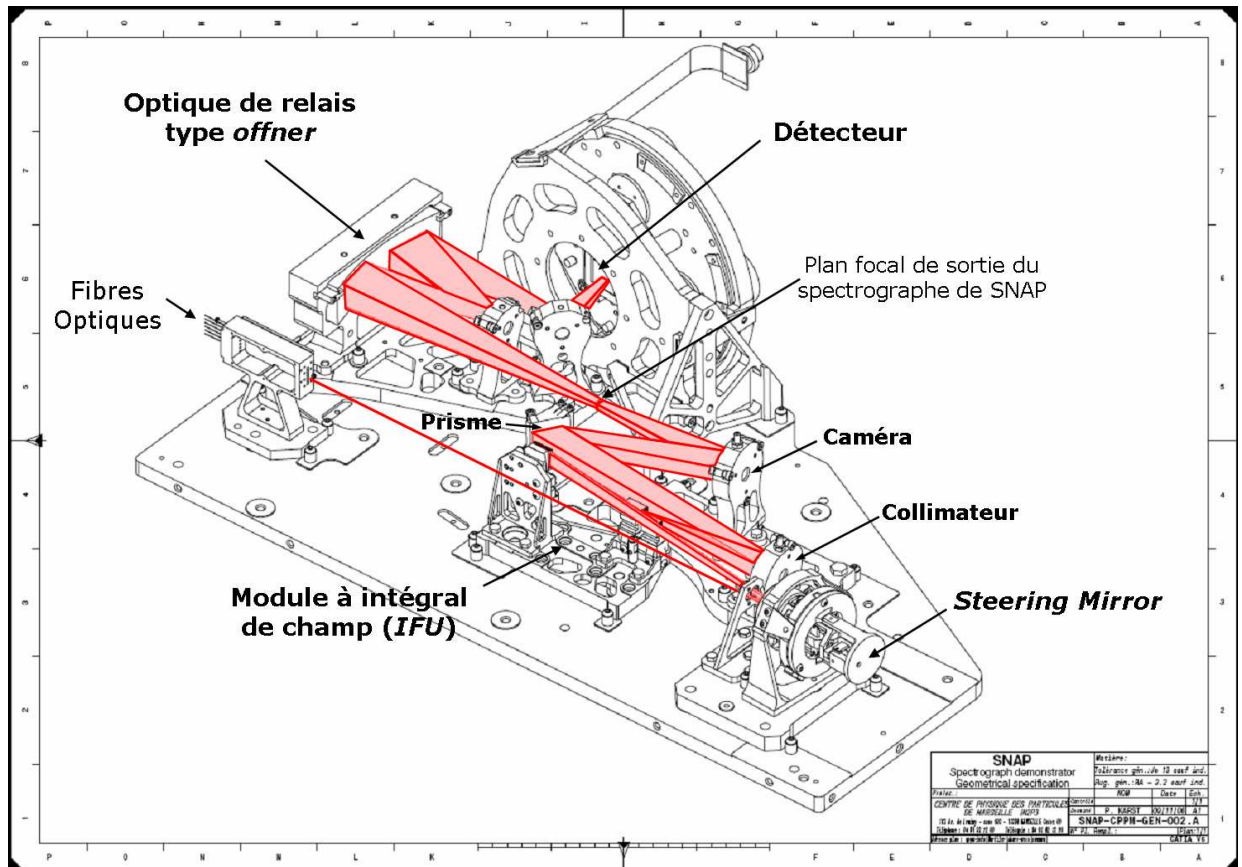


FIG. V.1 – Vue du démonstrateur et des différents module (concept opto-mécanique)

Celui-ci va supporter le détecteur infrarouge H2RG 40. Il contient un empilement de différents matériaux (Fig.V.2). Ces matériaux ont une sensibilité différente à la température. Il est formé d'une plaque arrière en aluminium sur laquelle est montée quatre plots en Invar et quatre plots en matériau G10. Ces derniers sont surmontés d'une plaque de cuivre elle même située sous le détecteur infrarouge. Ce module permet aussi le passage des tensions d'alimentation et des données provenant du détecteur.

2.3 Intégration dans le cryostat

L'avantage d'avoir conçu le démonstrateur de spectrographe en sous module est qu'ils peuvent être assemblés, testés, intégrés et alignés indépendamment les uns des autres. Ils

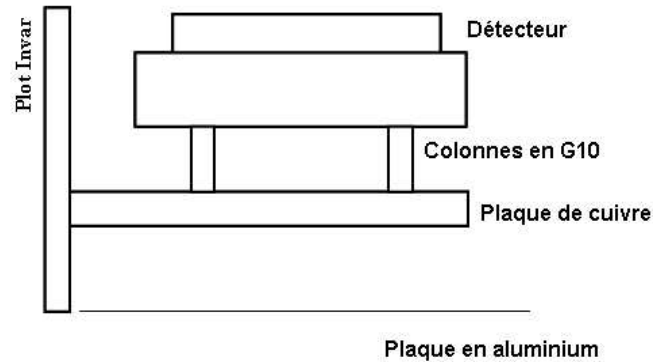


FIG. V.2 – Schéma du module détecteur

seront ensuite intégrés sur un seul et même support.

Le démonstrateur a fonctionné à des températures proches de 120K, température à laquelle on souhaite utiliser le détecteur H2RG 40.

Les tests du démonstrateur dans l'infrarouge ont été réalisés dans un cryostat de volume $1m^3$. Le schéma d'implantation des éléments est représenté sur la figure V.4. Une vérification complète dans le cryostat du bon fonctionnement du démonstrateur a été faite à température ambiante. Les lampes, le monochromateur et les alimentations ont été placés à l'extérieur du cryostat et connectés au démonstrateur via des connecteurs étanches traversants les parois du cryostat.

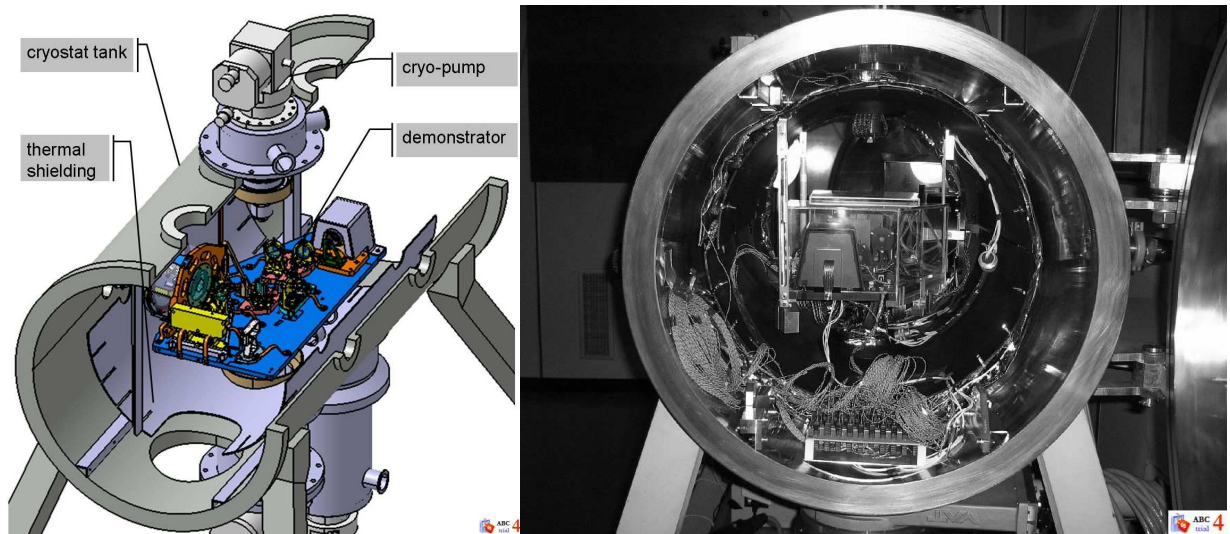


FIG. V.4 – Photo du démonstrateur dans le cryostat

Durant la descente en froid, des sondes et des éléments chauffants surveillent les vitesses de descente en froid que chaque élément du démonstrateur peut supporter. Je préciserai dans la section suivante l'intégration du module détecteur dans le démonstrateur.

3 Le détecteur infrarouge H2RG 40 dans le démonstrateur de spectrographe

Je décrirai dans cette section la réception et l'intégration à froid du détecteur H2RG 40 (décrit dans le chapitre IV). J'exposerai ensuite son utilisation (électronique de lecture, logiciel d'acquisition de données, mode de fonctionnement du détecteur) dans le cadre du démonstrateur de spectrographe.

3.1 Réception et intégration à froid dans le démonstrateur

Réception et manipulation du détecteur

Le détecteur infrarouge utilisé pour la campagne infrarouge est le HAWAII-2RG numéro 40 de Teledyne. Son fonctionnement et ses performances ont été exposés dans le chapitre IV. Il a été reçu en France en 2007.

Sa réception et sa manipulation nécessitent quelques précautions. En effet, afin d'éviter tout dépôt de poussières il est nécessaire de le manipuler dans une salle blanche de classe inférieure à 10000. Nous avons dans un premier temps fait fonctionner le détecteur à l'université de Michigan dans le groupe "Energie Noire" dirigé par G.Tarlé à Ann Harbor (U.S.A) et appris ainsi les techniques de manipulation d'un détecteur H2RG. Ce détecteur est très sensible aux décharges électrostatiques. Celles-ci peuvent endommager ses connexions et entraîner des court circuits. Une protection anti-statique (Electrostatic discharge (ESD) en anglais) est donc nécessaire (Fig.V.5). Nous avons reçu ensuite le détecteur à l'I.P.N.L. Il a été intégré et testé avec succès sur son module détecteur. Le banc de test de l'I.P.N.L est décrit dans le chapitre IV. Le module détecteur avec son détecteur a été reçu ensuite au L.A.M. Une salle blanche a été aménagée avec les protections E.S.D nécessaires pour pouvoir le manipuler.

Une fois protégé des décharges électro-statiques, le module avec le détecteur peut être positionné dans le démonstrateur. L'alignement et le positionnement du module détecteur par rapport au reste du démonstrateur seront traités dans cette section.

Intégration du détecteur à froid

Le détecteur, une fois intégré sur le démonstrateur, est placé dans un cryostat. La température du détecteur va évoluer de la température ambiante à la température nominale de fonctionnement.

Pendant le refroidissement, il faut veiller à ce que la vitesse de descente en froid du détecteur ne dépasse pas 0.5K/min et qu'il ne soit jamais le point le plus froid du démonstrateur, ceci afin d'éviter une éventuelle condensation de molécules polluantes sur le détecteur. Sur la figure V.6 est représentée l'évolution de la température du détecteur, de la plaque en aluminium et du socle du démonstrateur (Bench). Nous remarquons que pendant la descente, le détecteur n'est jamais le point le plus froid. La température nominale de fonctionnement est proche de 120K. L'électronique de lecture du détecteur (développée dans la section 6.3 du chapitre III) est située à l'extérieur du cryostat. La connection avec le détecteur se fait par des traversées étanches à travers le cryostat.

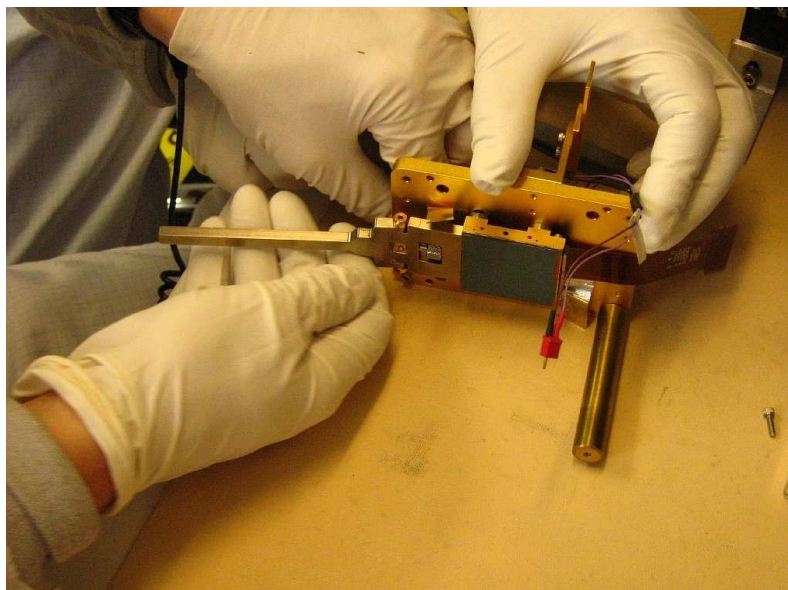


FIG. V.5 – Manipulation du détecteur dans un environnement E.S.D et salle blanche de l'Université de Michigan à Ann Harbor.

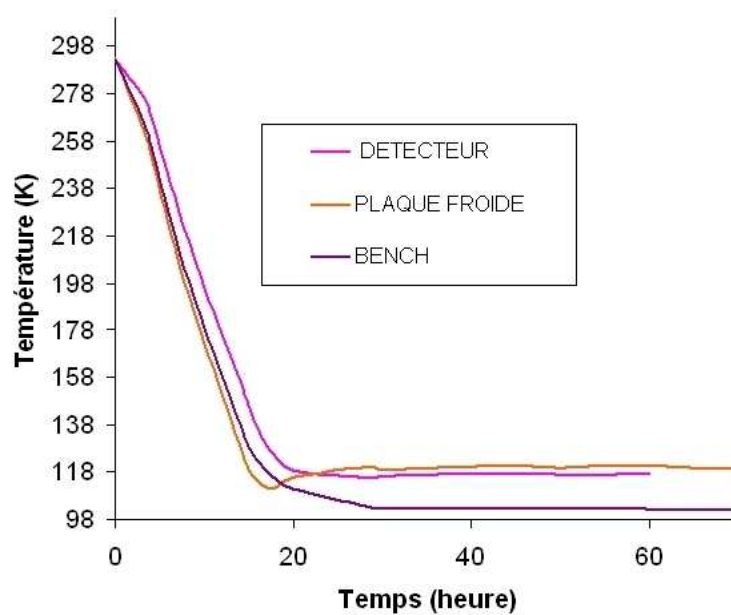


FIG. V.6 – Courbes de descente en froid du détecteur, de la plaque froide et du socle (bench) du démonstrateur.

Focalisation du détecteur

Pour la campagne infrarouge, le démonstrateur a été placé dans un cryostat à une température de 120K. Lors de la descente en froid, le bloc détecteur subit un retreint mécanique, il se déplace donc par rapport au reste du démonstrateur. C'est ce déplacement que l'on doit prédire. A température ambiante, nous allons défocaliser le démonstrateur pour que, une fois à froid le retreint du bloc détecteur le fasse venir dans le plan focal du démonstrateur.

Pour le spectrographe de vol de SNAP, nous ne voulons pas introduire un système de réglage supplémentaire pour ajuster la position du plan focal. Nous avons donc développé et testé avec le démonstrateur une méthode pour laquelle nous n'avons pas besoin de système de réglage. Cette méthode consiste à :

- prédire par un modèle théorique la position du plan focal à froid et à température ambiante
- vérifier à l'aide de mesures indépendantes les résultats de ce modèle
- intégrer à température ambiante le détecteur sur son module en le positionnant de telle manière que son déplacement à froid le place dans le plan focal

Lors de la campagne visible, nous avons déterminé la position du plan focal du démonstrateur en repérant la position de l'optique de relais (ce qui nous ramène à déplacer le plan focal) qui donne la PSF la moins large sur le détecteur.

Nous avons mesuré (Fig.V.7) le retreint relatif du module détecteur lors d'une descente à froid (de la température ambiante puis à 190K, 172K et 167K). Ces mesures ont été réalisées à l'IPNL dans un cryostat dont un coté possède un hublot transparent à la lumière. Les mesures de retreint ont été réalisées à travers ce hublot grâce à une sonde *STIL*TM.

Le module détecteur contient des plots en invar qui ont la propriété d'avoir un retreint prédictible. Ainsi, la distance entre le plan du détecteur et celui des plots en Invar nous donnera la valeur du retreint à une température donnée. Le fonctionnement de la sonde *STIL*TM repose sur un principe d'imagerie confocale chromatique. La sonde mesure l'intensité lumineuse de la longueur d'onde réfléchiée par la surface à mesurer.

La courbe théorique de l'évolution du retreint a été calculée avec les hypothèses suivantes : les plots en invar sont à la température de la plaque froide, les plots en G10 ont un gradient de température linéaire ¹.

La figure V.8 montre l'évolution de la valeur de retreint mesurée et celle théorique en fonction de la température. Nous pouvons observer un écart entre notre modèle théorique et les données mesurées. Cet écart, constant avec la température devra être intégré dans le calcul final du retreint. La valeur de retreint mesurée à 140K est de $-48\mu m$. En tenant compte de erreurs de mesure, d'une variation de température de fonctionnement de 20K et de l'écart à la courbe théorique ($10\mu m$) nous pouvons prédire un retreint R de $R = 56 \pm 15\mu m$. Il faudra donc décaler le module détecteur de la valeur R pour que, une fois à froid (120K), le détecteur se retrouve dans le plan focal du démonstrateur.

Une fois à sa température nominale, nous avons vérifié le bon positionnement du détecteur par une méthode optique. Cette méthode et ses résultats seront traités dans la section 6.2 de ce chapitre.

¹Les coefficients de dilation thermique proviennent de la base de données [http : //cryogenics.nist.gov/NewFiles/material_properties.html](http://cryogenics.nist.gov/NewFiles/material_properties.html)

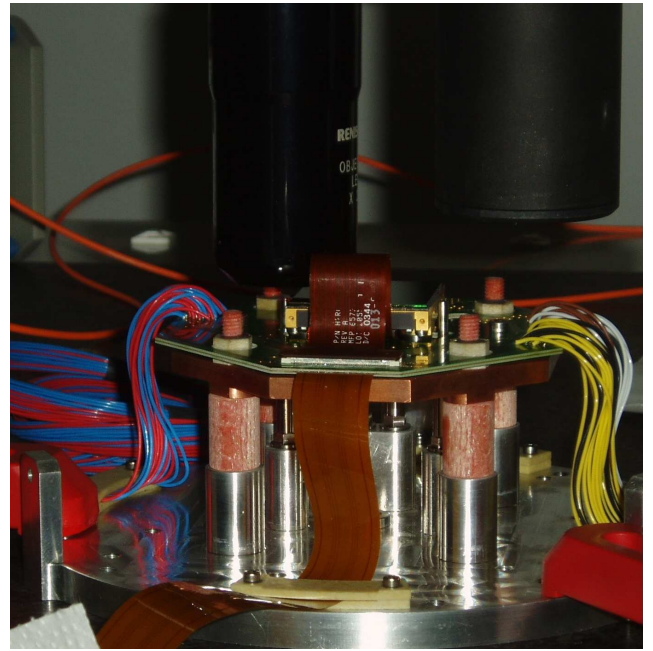
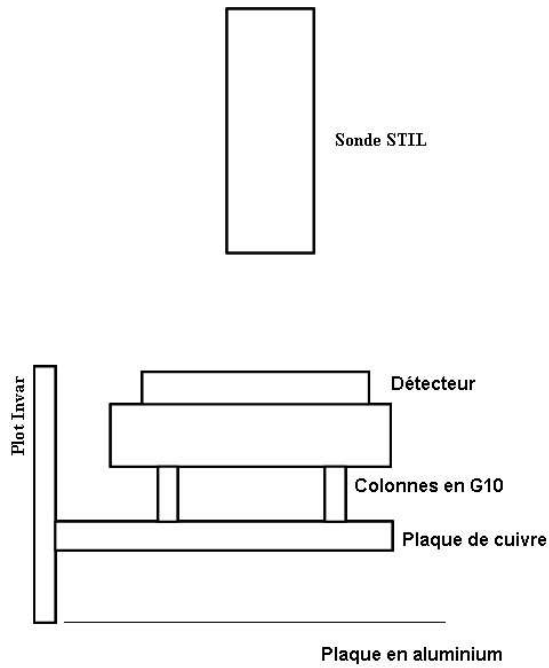


FIG. V.7 – *Gauche* : Schéma du module détecteur avec la sonde STIL. *Droite* : Module détecteur, de bas en haut, la plaque d'aluminium, les colonnes de G10 en rouge, le détecteur et sa connectique.

3.2 Fonctionnement du détecteur H2RG 40 dans le démonstrateur

Dans cette section, je présenterai d'abord l'électronique de lecture (nécessaire à l'acquisition d'images) et des tests de son bon fonctionnement. J'exposerai ensuite le logiciel dédié

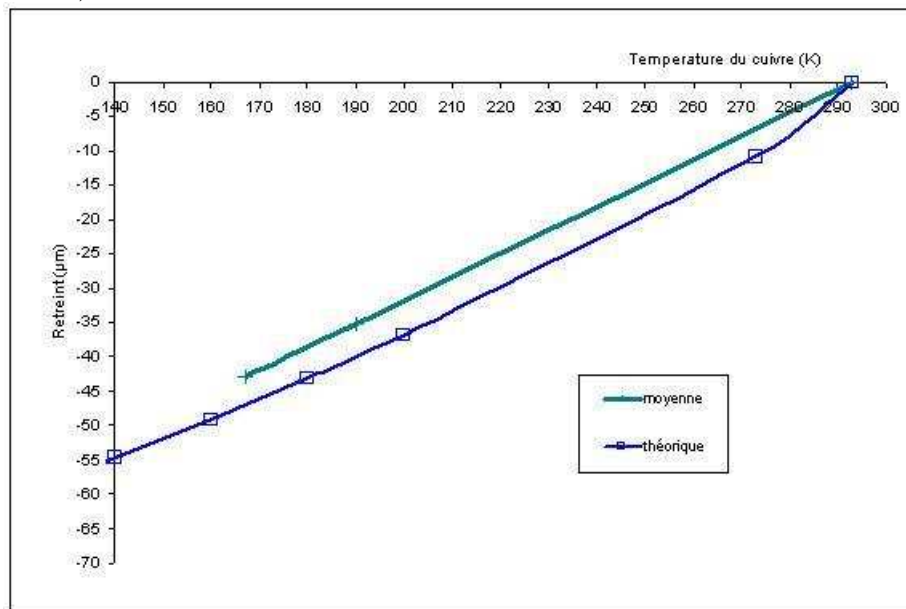


FIG. V.8 – Evolution du retrait mesuré et théorique en fonction de la température de la plaque en cuivre

à la prise de données dans le démonstrateur. Je terminerai par le mode de fonctionnement du détecteur et le mode de prise de données.

L'électronique de lecture

Pour pouvoir lire le détecteur et obtenir des images, une électronique de lecture est nécessaire. Dans le démonstrateur nous avons utilisé l'électronique bas bruit conçue et développée à l'I.P.N.L (développée dans la section 6.3 du chapitre III). Plus compacte que les autres électroniques de lecture disponibles dans le commerce en 2005 (année de la conception du démonstrateur), elle est constituée de deux cartes électroniques, une analogique l'autre digitale (Fig.V.9). Afin d'utiliser cette électronique de lecture, une interface utilisateur a été développée sous LabView pour permettre l'acquisition des images.

Ces cartes, utilisées dans le banc de test de l'IPNL ont été dupliquées pour l'utilisation du H2RG 40 dans le démonstrateur. Nous avons testé le bon fonctionnement de ces cartes de lecture.



FIG. V.9 – La carte digitale en haut, la carte analogique en bas

Pour cela, nous avons utilisé une carte électronique simulant le détecteur. Une rampe de signal est générée par la carte de simulation. Cette rampe est ensuite lue par l'électronique de lecture à tester puis observée grâce au logiciel d'acquisition de donnée (Fig.V.10). Le profile lu est conforme au signal généré (amplitude et période de la rampe).

Le mode fenêtrage (choix de la région d'acquisition du détecteur) a également été testé. Ces tests permettent de valider l'envoi de commandes et la réception des données via les cartes électroniques. Ces cartes fonctionnent donc de manière nominale.

Logiciel de prise de données infrarouge

Pour le démonstrateur, nous avons développé une acquisition dédiée à la prise de données avec le détecteur infrarouge. Ce logiciel permet de réaliser les opérations suivantes :

- choix du type de donnée (lampe monochromatique ou spectrale)

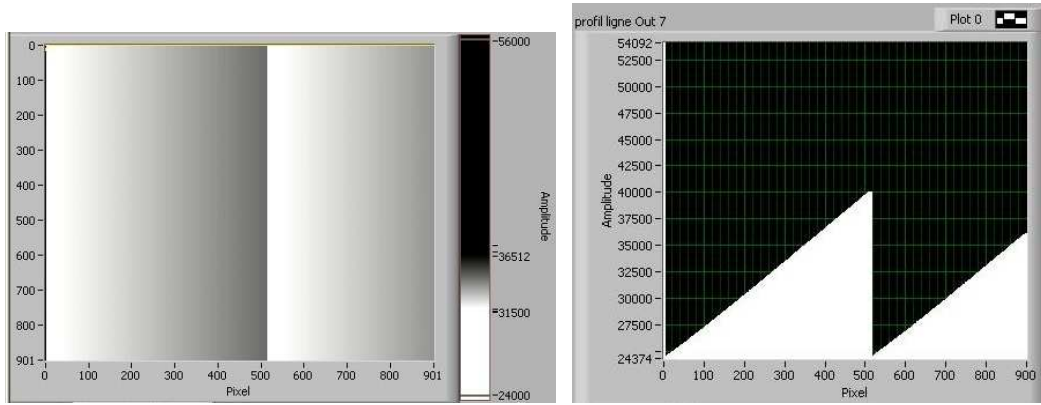


FIG. V.10 – *Gauche* : Signal d'une rampe simulée sur le détecteur. *Droite* : Profile d'une ligne.

- positionnement et stabilisation du miroir pivotant dans la direction désirée
- lancement de l'acquisition des images par le détecteur
- contrôle en temps réel des états des différents éléments et des températures de fonctionnement.

Le logiciel a été développé sous LabView. Il enregistre les opérations à effectuer (type de données, temps d'acquisition, position du miroir), vérifie que les paramètres d'entrée sont corrects et gère la synchronisation entre les différents éléments.

En effet, après que le logiciel ait chargé la liste de données à prendre, le miroir pivotant se place dans la position voulue. Une fois que sa position est stable (avec une certaine précision), le détecteur acquiert les images. Le temps d'acquisition défini à l'avance (traité dans section 4.2 de ce chapitre) est géré par le détecteur. Une fois les images enregistrées, le logiciel charge la nouvelle position du miroir qui se déplace et ainsi de suite. Ce logiciel est entièrement automatisé et, une fois la liste des données à prendre chargée, il peut fonctionner de manière totalement autonome.

L'architecture de ce logiciel est décrite dans la figure V.11. Les deux éléments principaux à contrôler (cerclés en rouge) sont le détecteur (*AYControl*) et le miroir pivotant commandé par son contrôleur (steering controller). Pour ces deux modules nous devons envoyer des commandes (notées Cmds sur le schéma) et recevoir en retour leurs états de fonctionnement (noté status sur le schéma). Les paramètres envoyés au détecteur sont le temps de pose, la position de la fenêtre d'acquisition, le mode de lecture (décrit dans la section 4.2 de ce chapitre), les différentes tensions d'alimentations. Le miroir pivotant reçoit une consigne de position et fournit en retour la position réellement atteinte et sa stabilité. Pour certains modules, passifs, nous voulons juste connaître leur état, c'est le cas de la température et du flux des photodiodes.

Ce logiciel a été testé avec succès et a permis d'acquérir environ 7000 images dont l'analyse est traitée dans la section 5 de ce chapitre.

L'interface de ce logiciel avec l'utilisateur est montré dans la figure V.12. Nous pouvons remarquer à gauche le rappel de l'ensemble des paramètres d'acquisition, au centre, l'état de l'acquisition (DAQ status), à droite, le contrôle des paramètres de température, du flux reçu par la photodiode et de la position du miroir pivotant.

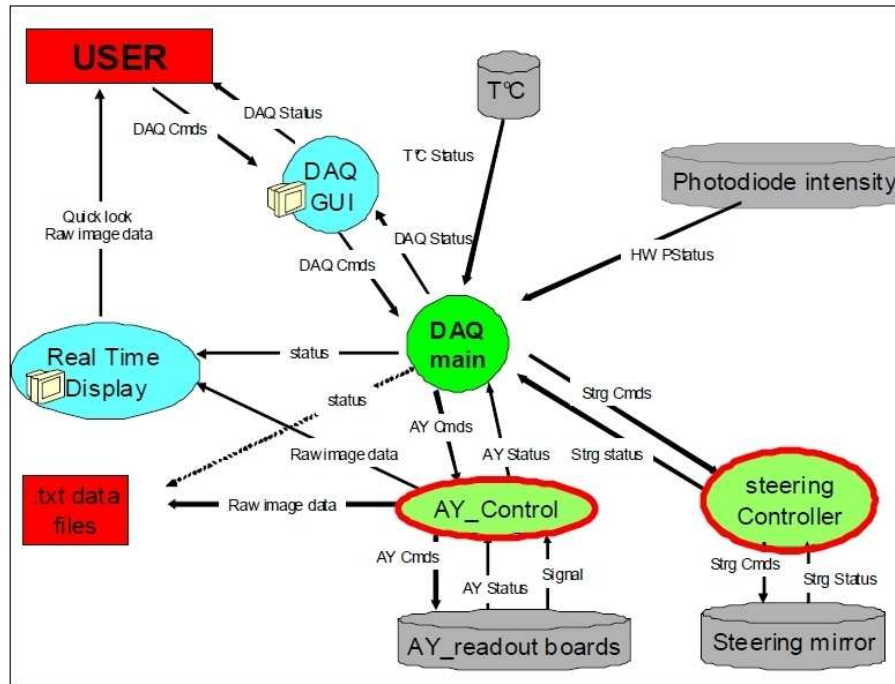


FIG. V.11 – Schéma de fonctionnement du logiciel d'acquisition et des interactions entre les éléments.

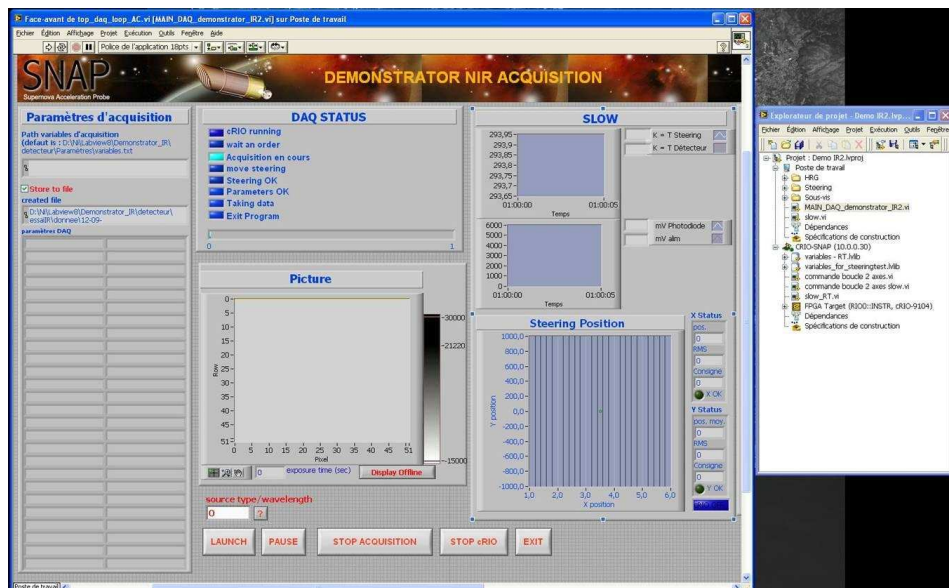


FIG. V.12 – Face avant du logiciel d'acquisition des données en infrarouge

Mode de lecture du détecteur H2RG-40

Le détecteur possède différents modes de fonctionnement (exposés dans la section 6.2 du chapitre III).

Le choix des différents paramètres du détecteur (exposés dans la section 6.2 du chapitre III) est présenté dans le tableau V.2. Le type de remise à zéro ligne par ligne est le mode le moins perturbant pour le détecteur. La voie de référence a été préférée aux pixels de référence car elle permet de mieux corriger les fluctuations des tensions d'alimentation.

Fréquence de lecture	100kHz
Nombre de sortie	1
Type de remise à zéro	ligne par ligne
Mode fenêtrage	carré de 250*250 pixels
Référence	voie de référence
Mode de lecture	Fowler(N)

TAB. V.2 – Paramètres de fonctionnement du détecteur H2RG 40

Il faut également définir le mode de lecture du détecteur. Il possède plusieurs modes d'acquisition d'image (C.D.S, Fowler(N), up the ramp) décrits dans la section 5 du chapitre III.

Le mode d'acquisition retenu est un Fowler(N), c'est à dire que nous avons réalisé 2 paquets de N images chacun. Ce mode d'acquisition permet de diminuer le bruit total pour chaque pixel. En effet, pour un pixel donné le bruit dans un paquet de N d'images diminue d'un facteur proche de $\frac{1}{\sqrt{N}}$ (Fig.III.16).

4 Campagne infrarouge

4.1 Déroulement de la campagne infrarouge

J'ai activement participé à la préparation, à l'intégration du détecteur H2RG 40 ainsi que à la campagne de prises de données.

Le détecteur infrarouge placé sur le module détecteur a été intégré dans le démonstrateur. Celui-ci a ensuite été placé dans un cryostat de 1 m³ et a fonctionné à une température proche de 120K.

J'ai pris part à la mise en place des équipements ESD ainsi que du matériel nécessaires (monochromateur, lampes) dans la salle blanche du LAM contenant le cryostat.

J'ai contribué aux tests qui ont permis d'utiliser de manière optimale le détecteur et j'ai en particulier développé le logiciel d'acquisition utilisé dans le démonstrateur. J'ai été en charge de l'acquisition de données qui a eu lieu nuit et jour pendant l'hiver 2007. J'ai été responsable de l'utilisation optimale du détecteur et de la prise en charge d'éventuels problèmes ayant lieu avec le détecteur pendant les prises de données.

Le logiciel de prise de données a permis d'enregistrer environ 7000 images de points sources monochromatique et de spectre. Le nombre optimal du nombre d'acquisition dans le mode choisi (Fowler(N)) est exposé dans la section suivante.

4.2 Choix du nombre d'acquisitions dans le mode Fowler(N)

Le flux émis par la source varie avec la longueur d'onde. La sensibilité du détecteur varie aussi selon la longueur d'onde. Il faut donc évaluer au mieux, dans notre mode de lecture Fowler(N), le nombre d'acquisitions N et le temps d'intégration pour chacune des longueurs d'onde.

Nous avons calculé pour chaque longueur d'onde, le nombre d'images N dans chaque paquet et le temps d'exposition optimum (Fig.V.13) pour recueillir le maximum de photon sans saturer les pixels (Tab. V.3). Le temps d'exposition est le temps entre les deux paquets de N images noté t dans la figure III.7 de la section 5 du chapitre III.

Longueur d'onde(nm)	Nombre d'acquisitions N	Temps d'exposition (s)
900	6	60
1000	6	40
1400	10	300
1600	10	2000

TAB. V.3 – Caractéristiques du Fowler selon la longueur d'onde

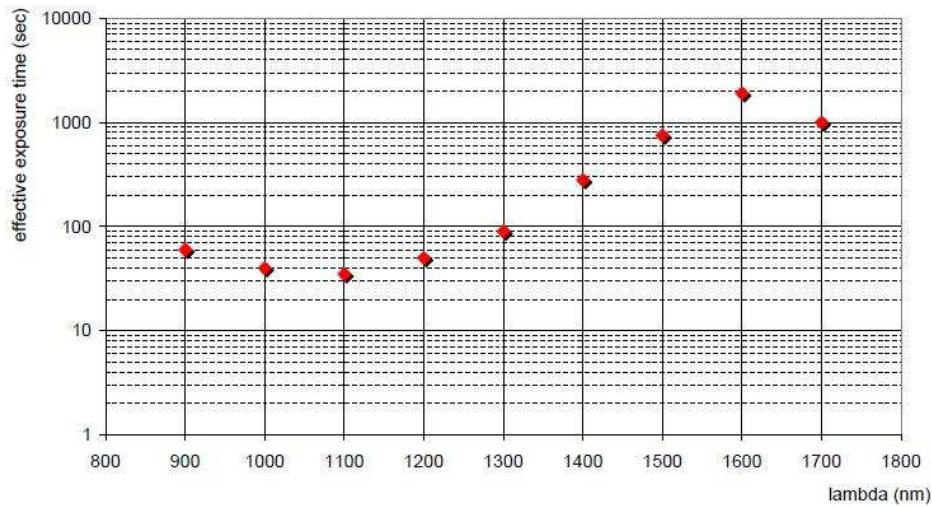


FIG. V.13 – Temps d'exposition choisi en fonction de la longueur d'onde

La campagne d'acquisition dans le domaine infrarouge a eu lieu avec succès en hiver 2007. Nous allons maintenant exposer la méthode de traitement de ces images.

5 Traitement des données infrarouge du démonstrateur de spectrographe

Le mode d'acquisition du détecteur dans le démonstrateur est un Fowler(N), c'est à dire 2 paquets de N acquisitions. Pour les analyses, nous avons besoin d'une seule image contenant pour chaque pixel le signal final en électrons et l'incertitude associée. Nous allons détailler ici les différentes étapes qui permettent de passer des 2 paquets de N acquisitions à une seule image contenant le signal avec son incertitude.

5.1 Extraction du signal

Nous allons décrire les étapes qui permettent d'obtenir le flux final pour un pixel.

Voie de référence

La première étape consiste à soustraire le mode commun à chacun des pixels. En effet, le détecteur contient une voie de référence qui n'est pas sensible aux photons incidents. Cette voie est donc sensible uniquement aux dérives des tensions d'alimentation du détecteur. Le signal de la voie de référence nous permet donc de corriger le signal provenant d'un pixel illuminé. Le graphique (Fig. V.14) montre l'effet bénéfique de la correction de la voie de référence sur le signal à travers le calcul de la variance temporelle pour chacun des pixels.

Obtention d'une image unique

Avec le mode d'acquisition Fowler(N), est enregistré sur le détecteur 2 paquets de N acquisitions. Nous allons montrer ici, pour un pixel, comment à partir de ces 2 paquets de N acquisitions nous obtenons une unique valeur de signal.

Le temps d'exposition entre les 2 paquets de N acquisitions est long devant le temps d'acquisition d'un seul paquet. Nous pouvons donc considérer que ces N acquisitions représentent un échantillonnage d'une certaine quantité constante de photon reçu.

Pour chaque pixel, nous pouvons donc calculer la valeur moyenne temporelle du signal de chacun de deux paquets d'acquisitions. Ainsi, nous pouvons écrire la valeur moyenne M1 et M2 de chacun des paquets :

$$M1 = \frac{1}{N} \left(\sum_{k=1}^N P_k - R_k \right) \quad (\text{V.1})$$

$$M2 = \frac{1}{N} \left(\sum_{k=N+1}^{2N} P_k - R_k \right) \quad (\text{V.2})$$

avec P_k le signal du pixel à l'image k, N le nombre total d'image dans un paquet, R_k le signal de la voie de référence de l'image k.

Nous pouvons calculer I, le signal pour un pixel :

$$\boxed{I = M2 - M1} \quad (\text{V.3})$$

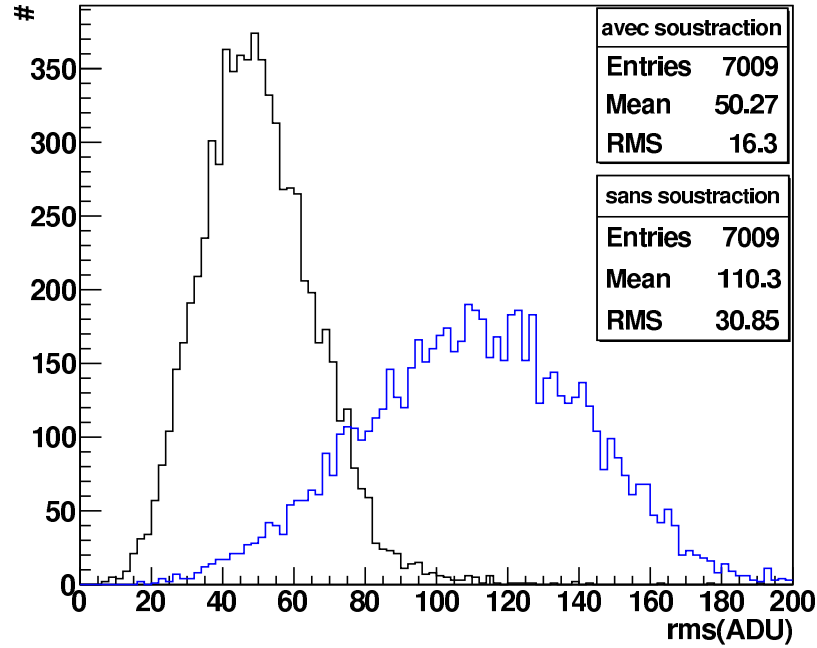


FIG. V.14 – *Effet de la correction de la voie de la référence. En bleu la distribution des erreurs sur chacun des pixel sans correction de la voie de référence, en noir avec correction. La valeur moyenne des erreurs a diminué de moitié (de 110 à 50) avec la correction de la voie de référence.*

En répétant cette opération sur tous les pixels, nous obtenons donc à ce stade une unique image. La figure Fig.V.16 montre l'image obtenue à ce stade du traitement lors d'une prise de donnée à 1400nm. Deux PSF sont visibles, une située sur le pixel (125, 140) et l'autre sur le pixel (75,130). Les autres points brillants sont des pixels chauds que nous allons maintenant traiter.

Pixels chauds

Le détecteur possède naturellement des pixels qui gardent une intensité très élevée, ce sont des pixels dit "chauds". Le but ici n'est pas de nettoyer complètement l'image trouvée ci-dessus de ces pixels chauds mais d'enlever ceux plus brillants que le signal issu du point source monochromatique à détecter.

Nous avons réalisé une carte de pixels chauds en sélectionnant les pixels qui sont à plus de 4 sigma de la moyenne spatiale pour une série images prises sans flux. Nous considérons que la quantité et la position des pixels chauds ne varient pas avec le temps. Ainsi, cette même carte sera utilisée pour traiter toutes les données.

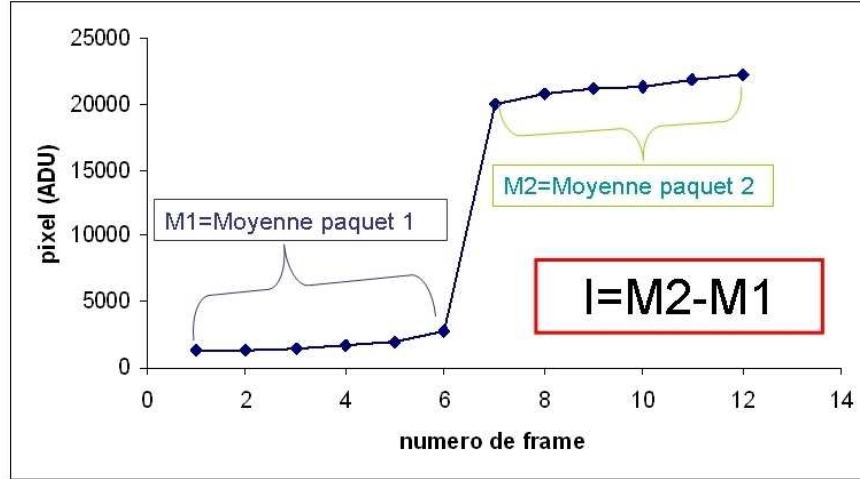


FIG. V.15 – Schéma d'une acquisition Fowler(6) pour un pixel. La différence I entre la moyenne du premier paquet d'images $M1$ et celle du deuxième paquet $M2$ donne le signal.

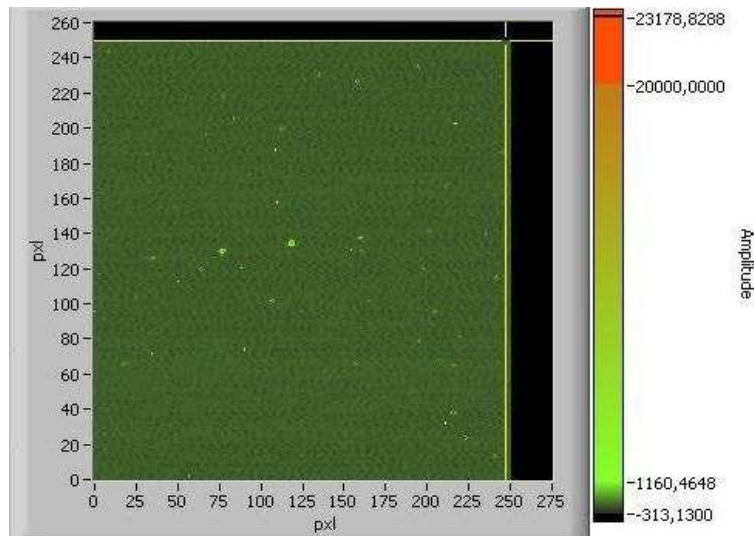


FIG. V.16 – Exemple d'une acquisition en mode Fowler avec deux paquets de six images

Efficacité quantique

Chaque pixel du détecteur possède une réponse propre au signal différente de celle de ses voisins. Pour compenser cet effet, nous divisons le signal d'un pixel par son efficacité quantique. Nous avons utilisé les cartes d'efficacité quantique réalisées sur ce détecteur par

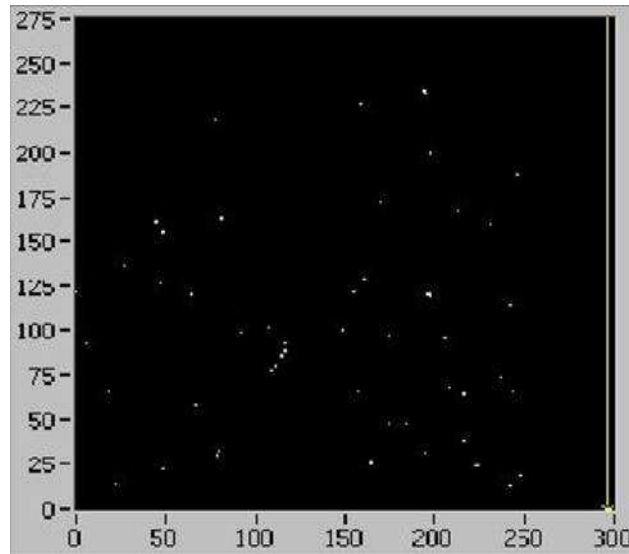


FIG. V.17 – Carte des pixels chauds.

l'Université de Michigan (Ann Arbor) ([59]) présentées dans la section 2.2 du chapitre IV. Pour chacune des longueurs d'onde, nous avons une carte d'efficacité quantique du détecteur. Le signal obtenu dans le pixel avec l'équation V.3, a été divisé par l'efficacité quantique de ce même pixel à la bonne longueur d'onde.

Gain de conversion

Le signal contenu dans le pixel est codé en A.D.U. La dernière étape consiste à multiplier le signal du pixel par le gain de conversion. Pour cela, nous avons utilisé le gain de conversion du détecteur H2RG 40 calculé dans la section 3.2 du chapitre IV.

Nous avons donc pour le pixel que nous venons de traiter la valeur de son signal exprimée en électrons.

Image finale

Après avoir effectué toutes les opérations précédentes, nous obtenons une image finale avec le flux mesuré dans chaque pixel en électrons. Un exemple d'image finale de deux PSF à 1300nm et à 900nm est donné sur la figure V.18.

5.2 Evaluation de l'incertitude

Le calcul de l'incertitude associée à chacun des signaux des pixels repose sur la propagation des erreurs des différents termes nécessaires à l'obtention du signal. Il faut ajouter à cela la corrélation entre les images dans un même paquet. Nous commencerons par évaluer l'incertitude dans chacun des deux paquets d'acquisitions avant de calculer l'incertitude finale.

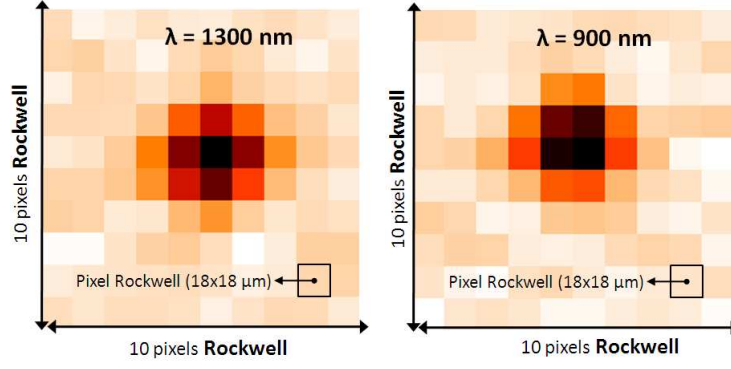


FIG. V.18 – Gauche : Exemple de PSF obtenue à 1300 nm Droite : Exemple de PSF obtenue à 900 nm.

Incertitude pour un pixel dans le premier paquet d'acquisitions

Prenons un pixel et évaluons le signal A de la somme des N acquisitions. Dans ce type de détecteur, pendant une acquisition, les charges lues dans le détecteur s'accumulent. Ainsi, le signal peut s'écrire sous la forme :

$$A = \sum_{k=1}^N P_k \quad (\text{V.4})$$

avec P_k , s'exprimant

$$P_k = P_1 + \sum_{j=1}^{k-1} \Delta_{(j+1)-j} \quad (\text{V.5})$$

où P_1 est le signal dans la première acquisition et $\Delta_{(j+1)-j}$ l'accroissement de signal entre les acquisitions $j+1$ et j (Fig.V.19).

Donc A peut être réécrit sous la forme

$$A = N.P_1 + \sum_{k=1}^N \sum_{j=1}^{k-1} \Delta_{(j+1)-j} = N.P_1 + \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) \Delta_{(k+1)-k} \quad (\text{V.6})$$

Nous pouvons donc maintenant calculer l'incertitude associée au signal pour un pixel dans un paquet d'acquisitions :

$$dA^2 = \sum_{k=1}^{N-1} (N-k)^2 \sigma^2(\Delta_{(k+1)-k}) = \sigma^2(\Delta) \sum_{k=1}^{N-1} (N-k)^2 \quad (\text{V.7})$$

Chaque accroissement est indépendant l'un de l'autre et suit une distribution de Poisson. Ainsi, l'incertitude sur chaque accroissement est l'incertitude de la distribution des accroissements $\sigma^2(\Delta)$.

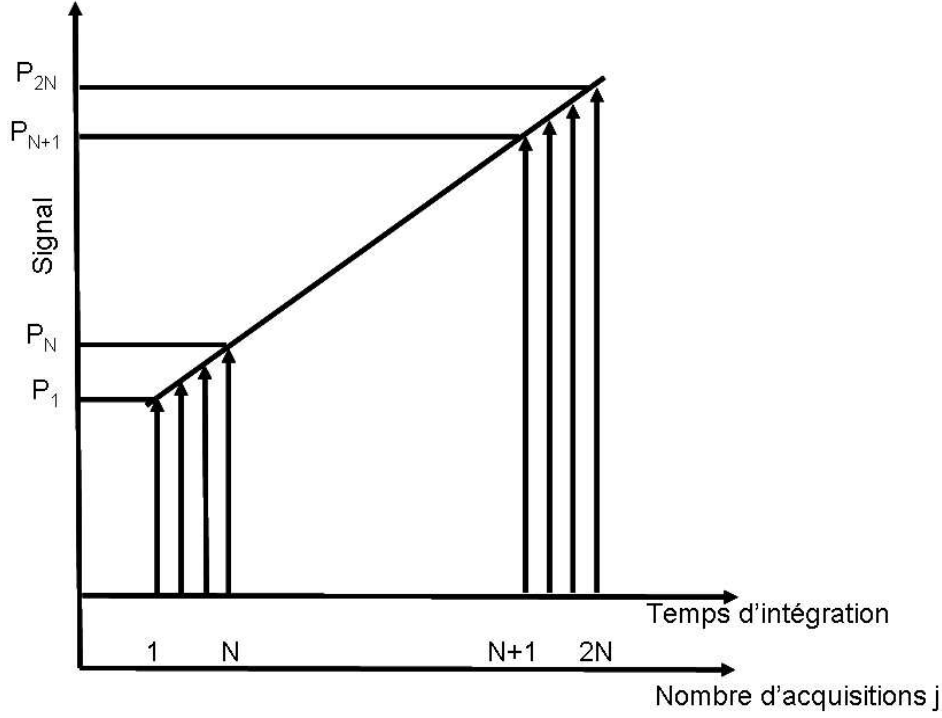


FIG. V.19 – Schéma de l'acquisition Fowler(N) où l'acquisition numéro j possède le signal P_j

Le terme de somme, une suite arithmétique peut s'écrire :

$$\sum_{k=1}^{N-1} (N-k)^2 = \frac{N(2N-1)(N-1)}{6}$$

Nous en déduisons donc l'expression de l'incertitude associée à un pixel pour la somme des N acquisitions d'un paquet.

$$dA^2 = \sigma^2(\Delta) \frac{N(2N-1)(N-1)}{6} \quad (\text{V.8})$$

Nous voulons l'incertitude sur la valeur moyenne (en électron) du premier paquet d'acquisitions, il faut donc diviser par le nombre d'acquisitions, N , et multiplier par le gain de conversion G .

$$\boxed{dA^2 = \frac{G^2}{N^2} \sigma^2(\Delta) \frac{N(2N-1)(N-1)}{6}} \quad (\text{V.9})$$

Incertitude pour un pixel dans le deuxième paquet d'acquisitions

De la même façon, nous pouvons définir le signal d'un pixel pour la somme des N acquisitions du dernier paquet par :

$$B = \sum_{k=N+1}^{2N} P_k \quad (\text{V.10})$$

avec

$$P_k = P_{N+1} + \sum_{j=N+1}^{k+N-1} \Delta_{(j+1)-j} \quad (\text{V.11})$$

De manière analogue le signal dans le deuxième paquet prend la forme :

$$\boxed{dB^2 = dA^2 + \frac{G^2}{N^2} N^2 \frac{P_{N+1} - P_N}{G}} \quad (\text{V.12})$$

Avec $P_{N+1} - P_N$ l'accroissement poissonnien du signal entre les deux paquets, c'est à dire entre l'acquisition N et $N+1$.

Nous avons réussi, pour un pixel, à exprimer son incertitude dans chacun des paquets d'acquisitions en tenant compte de la corrélation entre les acquisitions et de la nature poissonnienne de l'accroissement de signal entre les acquisitions.

Nous allons maintenant déterminer l'incertitude associée à la soustraction de la voie de référence.

Incertitude sur la voie de référence

De la même façon que précédemment, nous pouvons exprimer le signal de la voie de référence comme :

$$C = \sum_{k=1}^N (R_k) = \sum_{k=N+1}^{2N} (R_k) = NR \quad (\text{V.13})$$

avec R_k le signal de la voie de référence. Ainsi, l'incertitude moyenne, en électron sur la voie de référence est donnée par

$$\boxed{dC^2 = \frac{G^2}{N^2} N^2 \sigma^2(R)} \quad (\text{V.14})$$

avec $\sigma^2(R)$ l'incertitude sur la distribution du signal de la voie de référence.

Incertitude finale sur le signal d'un pixel

Maintenant que nous avons exprimé l'incertitude de chacun des termes qui composent le signal, nous pouvons exprimer l'incertitude finale en électron sur ce dernier :

$$dI^2 = \frac{G^2}{N^2} \left[2(\sigma^2(\Delta) \frac{N(2N-1)(N-1)}{6} + N^2 \sigma^2(R)) + N^2 \frac{P_{N+1} - P_N}{G} \right]$$

Ainsi,

$$dI = G \left[2 \left(\sigma^2(\Delta) \frac{(2N-1)(N-1)}{6N} + \sigma^2(R) \right) + \frac{P_{N+1} - P_N}{G} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{V.15})$$

Nous pouvons remarquer dans cette équation un terme qui donne :

- l'incertitude sur l'accroissement du signal entre les acquisitions pour chacun des paquets $\sigma^2(\Delta) \frac{(2N-1)(N-1)}{6N}$
- l'incertitude sur la voie de référence $\sigma^2(R)$
- l'incertitude due au terme poissonnien de flux entre les deux paquets $\frac{P_{N+1} - P_N}{G}$

Les données du démonstrateur ont été traitées avec cette méthode. Nous allons présenter maintenant quelques résultats.

6 Quelques résultats

Dans cette section je présenterai quelques résultats obtenus avec les images prises avec le détecteur H2RG 40 et traitées avec la méthode décrite précédemment. Celles-ci serviront à valider le positionnement du détecteur au plan focale du démonstrateur, à montrer les performances du slicer en terme de pertes optiques et enfin à valider une calibration spectrométrique de l'ordre du pour cent.

6.1 Qualités des données réduites

Maintenant que nous avons déterminé pour chaque pixel, la valeur de son signal et l'erreur associée nous pouvons calculer le rapport signal sur bruit. Dans l'exemple du démonstrateur de spectrographe, nous avons calculé ce rapport pour le pixel contenant la P.S.F pour plusieurs longueurs d'onde (Fig.V.20).

Cette courbe suit la convolution des courbes d'efficacité quantique du détecteur, du spectre des lampes et de la réponse de l'instrument.

6.2 Validation de la focalisation du détecteur

Nous avons expliqué comment placer le module détecteur dans le plan focal du démonstrateur dans la section 3.1. Nous allons maintenant valider par une méthode optique le bon positionnement du détecteur au plan focal.

La méthode consiste à imager des sources ponctuels monochromatiques sur le détecteur. Le miroir pivotant va permettre de faire déplacer ces points sources le long du découpeur d'images. Pour chacune des positions du miroir pivotant, une image va être enregistrée sur le détecteur. La forme des PSF enregistrées va nous renseigner sur la qualité de la focalisation et si le détecteur possède une inclinaison par rapport au plan focal. En effet, si le détecteur possède une inclinaison, nous allons observer un élargissement de la forme de la PSF en bord de champ.

Pour étudier la forme de la PSF, nous avons choisi d'utiliser la largeur à mi-hauteur (Full-Width Half Maximum ou FWHM). Nous distinguons la largeur à mi-hauteur dite spectrale,

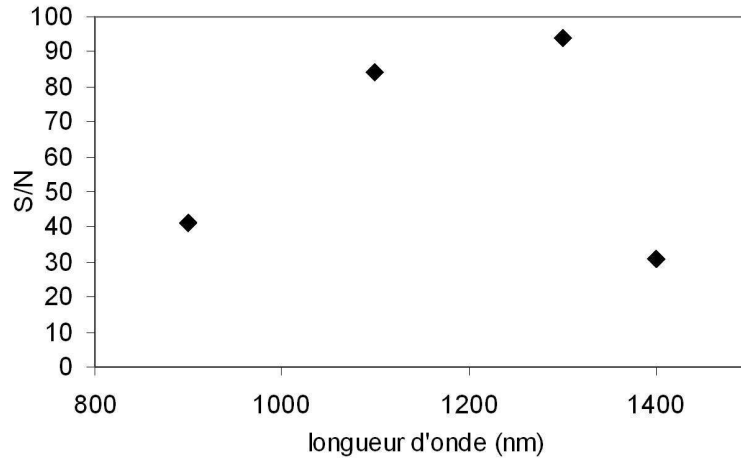


FIG. V.20 – Rapport signal sur bruit sur le pixel contenant le maximum de flux selon la longueur d'onde

calculée à partir de la projection de la PSF suivant l'axe de dispersion spectral, et la largeur à mi-hauteur dite spatiale, calculée à partir de la projection de la PSF suivant l'axe spatial du détecteur. Elle est déterminée après avoir ajusté la PSF projetée par une fonction gaussienne d'écart-type σ . Nous déduisons alors la largeur à mi-hauteur par la relation : $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$. Un exemple de projection dans le sens spatial d'une PSF ajustée par une fonction gaussienne à 1400nm est donnée sur la figure V.21. Le point source était au centre du slicer.

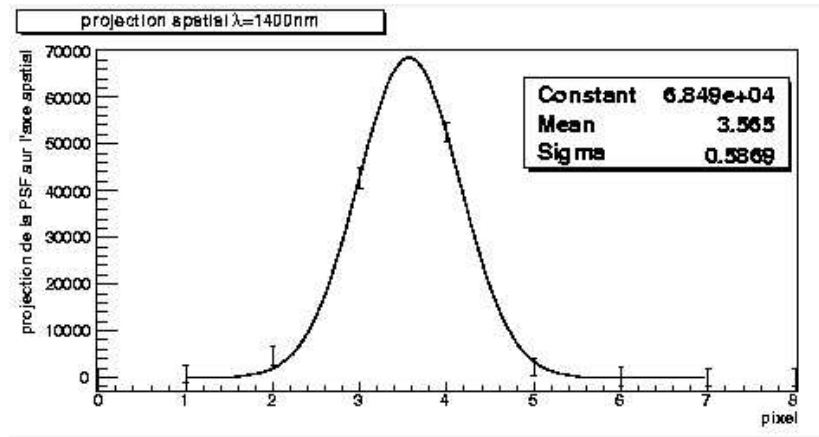


FIG. V.21 – Exemple de PSF mesurée à 1400 nm dans le sens spatial. L'ajustement d'une gaussienne sur la PSF va nous permettre de déterminer la FWHM.

Dans la direction spatiale, la PSF n'est pas découpée par les slices et nous observons ainsi la projection de la PSF entière. L'évolution de la FWHM dans cette direction, lorsque

l'on se déplace dans le champ de vu va nous renseigner sur la qualité de la focalisation. L'évolution de la FWHM, en unité de pixel en fonction de la position du point source dans la slice (Fig.V.22), est homogène quelle que soit la position du point source dans le champ de vu. En effet, la variation de la FWHM est de quelques dixième de pixel (un pixel mesure $18\mu m$ de coté) sur tout le champ de vu.

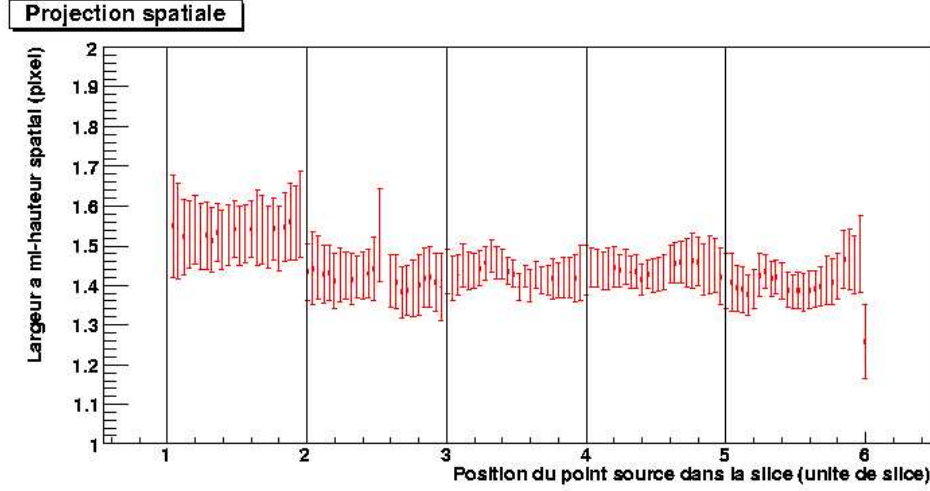


FIG. V.22 – Largeurs à mi-hauteur des PSFs mesurées à 1400 nm en fonction de la position du point source dans la slice (les bords de slice sont représentés par les lignes verticales en trait plein).

Cette homogénéité prouve que nous avons correctement évalué le retreint du bloc détecteur et que nous avons placé le module détecteur au plan focal du démonstrateur sans inclinaison.

6.3 Pertes optiques

Nous nous sommes intéressés aux pertes optiques en fonction de la position du point source dans la slice.

Pour cela nous avons comparé le flux total (somme des flux enregistrés sur 5 slices) mesuré quand le point source est environ au centre de la slice et quand le point source s'approche des bords de slice. Dans ce cas, le flux total enregistré est plus faible que lorsque le point source est environ au centre de la slice. Cette différence de flux est la perte optique.

Pour chacune des slices, le flux est sommé sur les pixels contenant la PSF. Nous avons optimisé le nombre de pixel choisi selon un seuil de rapport signal sur bruit. Lorsque le signal contenu dans un pixel dépasse le seuil fixé, le pixel est choisi et son flux est sommé aux autres pixels ayant été sélectionnés de la même manière. Un exemple du flux pour chacune des slices et du flux total à 1000nm est donné sur la figure V.23.

Nous nous intéressons aux pertes optiques lorsque le point source est au centre du slicer (position 3.5 sur la figure V.23) et au passage aux slices voisines (position 3 et 4 sur la figure V.23). Les pertes optiques diminuent avec la longueur d'onde (Fig. V.24). Cette diminution est due à l'augmentation de la taille de la PSF avec la longueur d'onde. A grande longueur

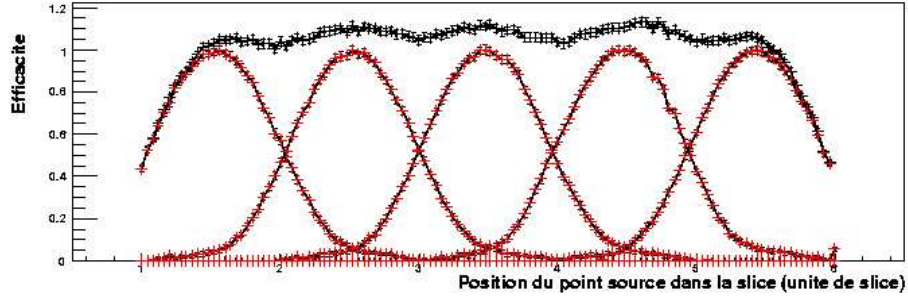


FIG. V.23 – En rouge, les flux en électrons intégré pour chacune des slices normalisés à 1. En noir le flux sommé sur chacune des slices à 1000nm.

d'onde, au passage inter-slice, la PSF est suffisamment large pour que son flux intégré soit proche de son flux maximal. Ainsi, le flux intégré au centre du slicer est proche de celui intégré aux inter-slices.

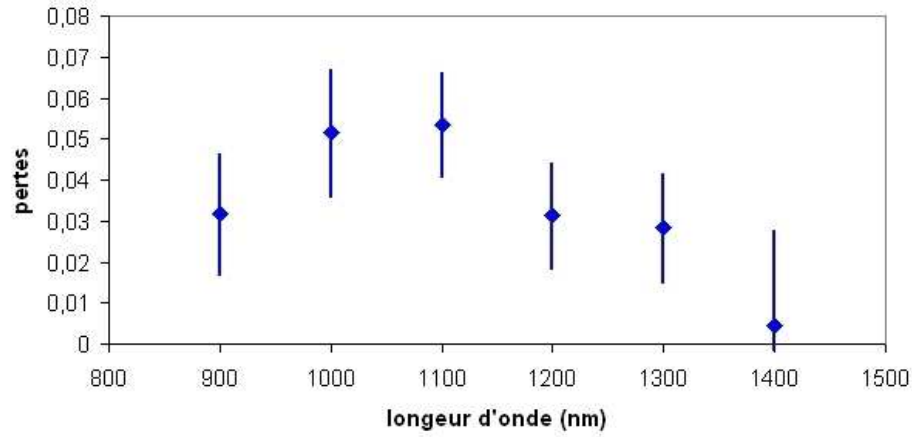


FIG. V.24 – Evolution des pertes optiques avec la longueur d'onde

6.4 Résultats de la calibration spectrométrique

Calibration classique

La calibration en longueur d'onde vise à associer pour chaque pixel du détecteur une longueur d'onde donnée. Pour cela, il est nécessaire de mesurer sur le détecteur une série de raies spectrales dont on connaît parfaitement les longueurs d'onde. Ces raies spectrales seront fournies par des sources à raies spectrales bien connues comme des lampes à mercure, lampe à arc, etc. Pour déterminer les courbes d'étalonnage ou courbes de dispersion, il faudra ensuite

- corriger des distorsions géométrique obtenue à partir de la simulation du démonstrateur

- calculer le centre des raies pour chaque longueur d’onde

La méthode complète est développée dans la thèse [8]. Ensuite, par une simple méthode d’interpolation on retrouve la courbe d’étalonnage du spectrographe qui décrit pour n’importe quel pixel du détecteur, la correspondance à une longueur d’onde bien déterminée. Une fois les courbes de dispersions trouvées, nous pouvons tester la méthode de calibration avec des longueurs d’onde inconnues et calculer l’erreur sur la longueur d’onde retrouvée.

Spécificité du slicer

La difficulté dans le cas du satellite SNAP réside dans le calcul du centre de raies. En effet, dans une procédure classique, le centre des raies est calculé en déconvoluant les raies de la PSF du spectrographe. La PSF doit donc être bien connue. Dans le cas du spectrographe de SNAP, la PSF est sous-échantillonnée dans l’infrarouge, ce qui rend plus difficile une bonne connaissance de la forme de la PSF et complique l’extraction des centres des raies. De plus, le spectrographe de SNAP possède une basse résolution : ceci nécessite de trouver des sources adaptées à partir desquelles on peut identifier des raies spectrales suffisamment isolées pour extraire leur centre.

Courbes de dispersions

Le principe de la calibration spectrométrique repose sur deux étapes. La première est la détermination des courbes de dispersion sur le détecteur (V.25). C’est-à-dire, grâce à quelques longueurs d’onde connues, de déterminer pour chaque slice et chaque longueur d’onde, la position de la PSF sur le détecteur.

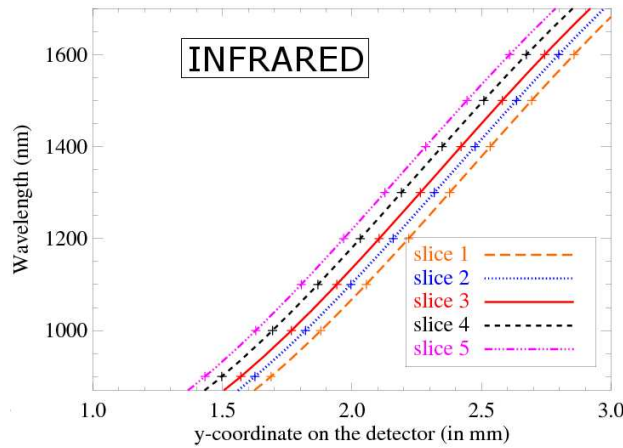


FIG. V.25 – Courbes de dispersion obtenue en infrarouge

Ces courbes de dispersions expérimentales ont été comparées à la simulation. L’accord est de 95 pour cent de confiance entre les deux. Ceci valide à la fois la simulation et les mesures expérimentales.

Résultats

L'erreur retrouvée est la différence entre la longueur d'onde initiale (injectée, λ_i) et celle retrouvée expérimentalement (λ_e) (Fig. V.26). Cette erreur inclue l'erreur sur la précision de l'ajustement des courbes de dispersion et l'erreur sur la détermination des centres de raies des longueurs d'onde : $\Delta\lambda = \lambda_i - \lambda_e$.

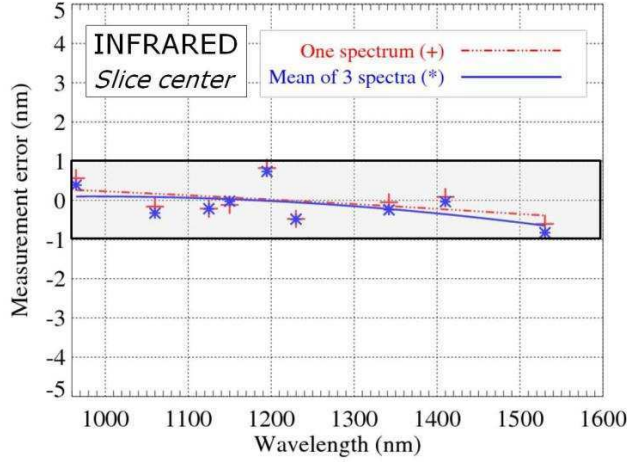


FIG. V.26 – L'erreur retrouvée sur la longueur d'onde est inférieure au pour cent ([9])

L'erreur sur la longueur d'onde retrouvée pour chacune des longueurs d'onde est inférieure au nanomètre. Cette performance, détaillée dans la publication [9], montre que nous pouvons obtenir une calibration spectrométrique au pour cent avec un slicer dans le domaine du proche infrarouge.

7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu que la construction d'un démonstrateur de spectrographe est nécessaire pour valider les performances optiques du spectrographe de SNAP. Ce démonstrateur reproduit fidèlement le concept optique du spectrographe de SNAP. Un détecteur infrarouge hybride développé par Teledyne, le HAWAII-RG numéro 40 a été intégré dans le démonstrateur pour la campagne infrarouge. Nous avons développé les méthodes de manipulation, d'intégration et d'utilisation (mode de lecture Fowler(N)) dans le démonstrateur. Le traitement des données (calcul de l'image finale et de son incertitude) a permis d'établir certains résultats comme les pertes optiques, la bonne focalisation du détecteur et les courbes de dispersion en longueur d'onde. La calibration en longueur d'onde a été validée avec succès : l'erreur sur la longueur d'onde retrouvée pour chacune des longueurs d'onde est inférieure au pour cent.

Chapitre VI

Optimisation du traitement de données du spectrographe

Sommaire

1	Temps total d'intégration et performances des détecteurs . . .	93
2	Mode de lecture optimisé du détecteur	97
3	Méthode de traitement des données en mode mixte	100
4	Simulation d'acquisitions en mode up the ramp	110
5	Application avec le détecteur H2RG 40	112
6	Comparaison des deux méthodes de traitement	119
7	Conclusion	121

Dans ce chapitre nous allons étudier les performances du spectrographe liées aux propriétés du détecteur. Je rappellerai d'abord le besoin d'avoir de longs temps d'exposition par pose et de faible bruit de lecture dans le spectrographe. Ces contraintes nous amèneront à définir un mode de lecture optimisé constitué de lecture en double échantillonnage multiple (ou Folwer(N)) et de M acquisitions le long de la rampe de signal (ou up the ramp). Je présenterai une simulation d'acquisitions dans le mode up the ramp puis je détaillerai, à partir de ces acquisitions, les méthodes de calcul du flux incident et de l'incertitude associée. Des données prises avec le détecteur H2RG 40 permettront de valider ces calculs, cette simulation et de conclure ainsi sur les performances attendues par les méthodes de calcul de flux et d'incertitude développées.

1 Temps total d'intégration et performances des détecteurs

Dans cette section, nous allons définir le rapport signal sur bruit et ainsi évaluer l'impact des performances des détecteurs infrarouges. L'estimation des différentes sources de bruits montrera l'importance des performances des détecteurs infrarouges dans le spectrographe de SNAP.

1.1 Estimation des contributions des différentes sources de bruit

Nous allons expliciter dans cette partie les différentes contributions des sources de bruit de type astrophysique (flux de l'objet observé et bruit zodiacal) et instrumental, c'est à dire lié au détecteur (courant d'obscurité, bruit effectif).

Le bruit, N , a été défini la section 4.2 du chapitre II comme étant :

$$\begin{aligned} N &= \sqrt{\sigma_{photon}^2 + \sigma_{dark}^2 + \sigma_{zod}^2 + \sigma_c^2} \\ &= \sqrt{T_{tot} Ne - + n_{pixel}(T_{tot} (N_d + N_z) + R^2)} \end{aligned} \quad (VI.1)$$

avec T_{tot} le temps total d'intégration, $\sigma_c = R$ le bruit effectif du détecteur (qui ne dépend pas du temps de pose et qui contient le bruit de lecture), N_d le nombre d'électrons par seconde par pixel associé au courant d'obscurité, N_z le nombre d'électrons générés par le flux zodiacal par seconde, Ne le nombre d'électrons par seconde du flux de l'objet observé. Les paramètres que nous avons utilisés pour le détecteur sont exposés dans le tableau VI.1.

Bruit effectif R	8 e-
Courant d'obscurité Nd	0.02e/pxl/s

TAB. VI.1 – Paramètres utilisés dans cet exemple

Pour une supernova située à un décalage spectral de 1.2, en utilisant les caractéristiques optiques du spectrographe (définies dans tableau II.5 du chapitre II) nous pouvons déduire le bruit de Poisson associé au flux. Le bruit zodiacal peut également être déterminé grâce à [2]. Les différents bruits sont représentés sur la figure VI.1 pour un temps $T_{tot} = 1000s$. Nous observons que nous sommes limités par les bruits du détecteur et principalement par le terme de bruit effectif du détecteur. Les caractéristiques des détecteurs infrarouges vont être limitantes pour les performances du spectrographe.

Pour avoir un rapport signal sur bruit de 20, le temps total d'intégration peut rapidement être de plusieurs dizaines d'heures. Nous allons maintenant exprimer ce temps total d'intégration en fonction du rapport signal sur bruit.

1.2 Rapport signal sur bruit

Nous allons tout d'abord définir deux notions de temps d'exposition : le temps total d'intégration et le temps d'exposition par pose.

Dans la section précédente un temps total d'intégration donné T_{tot} a été défini. Pour limiter les problèmes de saturation de pixel et l'impact du rayonnement cosmique (présent dans l'espace), ce temps total d'intégration peut être décomposer en pratique en n sous expositions tel que $T_{tot} = nT$ (Fig. VI.2). Une remise à zéro du détecteur est effectué entre chacune des exposition individuelle.

Cette technique nécessite n sous-expositions, l'incertitude finale sera donc n fois l'incertitude associée à une acquisition. Il faut donc optimiser le temps d'exposition par pose T , le nombre de sous-expositions n pour un temps total d'intégration donné T_{tot} .

Le rapport signal sur bruit (S/N) par élément spectral est le rapport entre le signal S reçu de l'objet observé par les différents bruits N pour un temps d'observation T_{tot} . Il

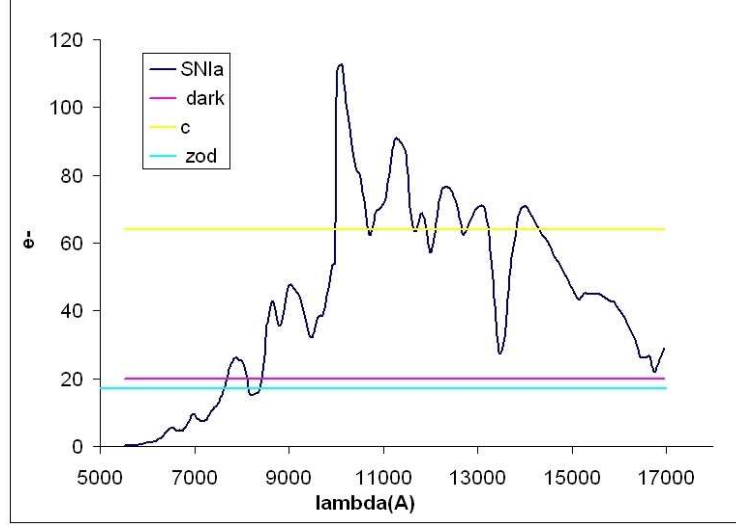


FIG. VI.1 – Exemple de niveau de chacun des bruits présents pour un temps total d'intégration de 1000 s, un bruit effectif (qui est égale à \sqrt{c}) de 8 électrons, un courant d'obscurité de 0.02 e/pxl/s (noté dark), une supernova située à un décalage spectral de 1.2 et un flux zodiacal (noté zod) estimé grâce à [2].

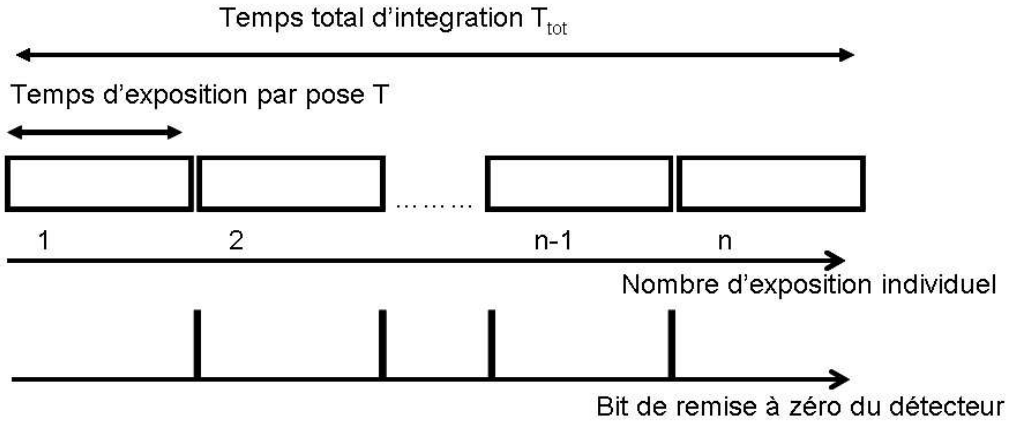


FIG. VI.2 – Décomposition du temps total d'intégration T_{tot} en n sous-expositions de temps d'exposition T telle que $T_{tot} = n.T$. Après chaque acquisition une remise à zéro du détecteur est effectuée.

s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \frac{S}{N} &= \frac{T_{tot} Ne-}{\sqrt{\sigma_{photon}^2 + \sigma_{dark}^2 + \sigma_{zod}^2 + \sigma_c^2}} \\
 &= \frac{nT Ne-}{\sqrt{nT Ne- + n_{pixel}(nT(N_d + N_z) + nR^2)}}
 \end{aligned} \tag{VI.2}$$

Les notions sont les mêmes que celles de l'équation VI.1. Notons maintenant que nous avons

$\sigma_c^2 = nR^2$ (correspond au bruit effectif du détecteur avec n le nombre d'exposition individuel et R le bruit de lecture du détecteur).

La spécification sur le rapport signal sur bruit est donné par la figure II.5 du chapitre II. Le bas (le haut) de la raie du silicium correspond respectivement à un rapport signal sur bruit par élément spectral de 12 (20).

1.3 Estimation du temps total d'intégration

Nous voulons déterminer le temps total d'intégration nécessaire pour obtenir un rapport signal sur bruit ($\frac{S}{N}$) donné. L'équation VI.2 peut être modifiée pour faire apparaître le temps total d'intégration T_{tot} en fonction du rapport signal sur bruit. Pour cela, il est plus aisé d'utiliser le nombre n d'exposition individuel, ou remise à zéro du détecteur, qui est relié au temps total d'intégration. Le temps total d'intégration est obtenu en calculant

$$T_{tot} = nT$$

avec la valeur du nombre d'exposition n obtenu de l'équation VI.2 :

$$n = \frac{(\frac{S}{N})^2(T.Ne - +n_{pixel}(T(N_d + N_z) + R^2))}{(T.Ne -)^2} \quad (VI.3)$$

L'impact des performances des détecteurs dans le spectrographe va être étudié grâce à cette équation. Dans l'équation VI.3 les paramètres optiques du spectrographe qui seront utilisés sont :

- une résolution spectrale par pixel de 100
- une résolution spatiale de 0.15"
- une efficacité totale ϵ de 50 %

Nous avons pris un nombre de pixels touchés par la supernova de 3 pour chacune des directions (spatiale et spectrale), ainsi 9 pixels seront touchés par la supernova (comme expliqué dans la thèse [8]). Le flux reçu en fonction du décalage spectral est donné par la figure II.2. Dans l'équation VI.3, les seuls paramètres qui restent libres sont le rapport signal sur bruit désiré et les paramètres liés au détecteur (R , N_d et T) qui permettront d'étudier le temps total d'intégration ($T_{tot} = nT$).

L'évolution du temps total d'intégration avec le bruit effectif est montré sur la figure VI.3 pour des temps d'exposition par pose de 1000s, 3000s et 10000s. Le bruit effectif est le bruit du détecteur noté σ_c dans la section 1 du chapitre II. L'évolution du temps total d'intégration suit une loi proportionnelle à $\approx (1 + z)^6$ ceci quelque soit les paramètres du détecteur.

Sur la figure VI.3 nous remarquons que plus le temps d'exposition par pose est élevé plus le temps total d'intégration est faible. Pour un bruit effectif de 14 électrons, le passage de 1000s à 10000s de temps d'exposition par pose permet de gagner environ 60 heures. Nous avons donc intérêt à augmenter le temps de pose individuel jusqu'à 10000s.

Pour un temps d'exposition par pose de 10000s, le temps total d'intégration évolue peu avec le bruit effectif (ce qui n'est pas le cas pour un temps d'exposition par pose de 1000s). Il reste compris entre 11 et 8 heures. A partir de 8 électrons de bruit effectif, le temps total

d'intégration devient raisonnable pour le spectrographe (par rapport au temps total de la mission, c'est à dire inférieur à 10h). Par conséquent, on peut fixer comme spécification d'avoir un bruit effectif inférieur à 8 électrons.

Ainsi, dans le spectrographe, pour diminuer le temps total d'intégration il faut des temps d'exposition individuel élevé et un bruit effectif inférieur à 8 électrons et un temps total d'intégration supérieur à 3000s.

Les méthodes de diminution du bruit effectif et les conséquences des long temps de pose seront traités dans la section suivante.

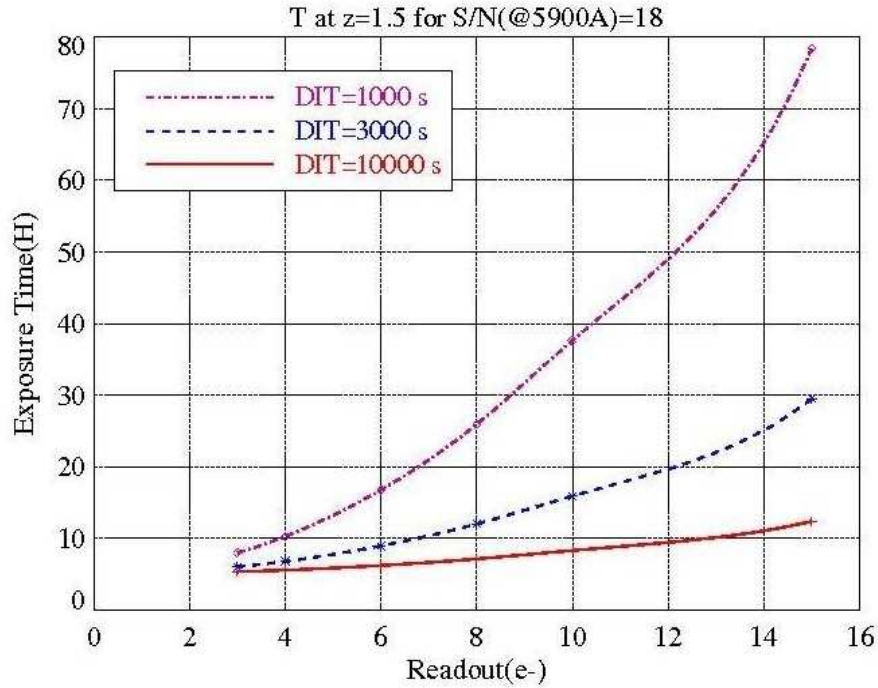


FIG. VI.3 – Diminution du temps total d'intégration avec le bruit effectif et le temps d'exposition par pose pour un SNR de 18 à un décalage spectral de 1.5.

2 Mode de lecture optimisé du détecteur

Il existe plusieurs façons de lire les détecteurs infrarouges HAWAII-RG. Ces modes de lecture présentés dans le chapitre III de la section 5 sont les modes lecture :

- double échantillonnage corrélé (C.D.S),
- lecture en double échantillonnage multiple (ou Fowler(N)),
- lecture de la rampe de signal (ou up the ramp),
- et un mode mixte

Nous allons d'abord exposer le mode de lecture adapté à la réduction du bruit effectif puis nous verrons ensuite les problèmes liés au long temps de pose.

Le mode le plus adapté pour diminuer le bruit effectif est le mode Fowler(N). C'est-à-dire deux paquets de N acquisitions chacun. La faisabilité de cette méthode a été montrée par [59] sur la figure VI.4. Les résultats montrent une diminution du bruit effectif avec l'augmentation du nombre d'acquisitions dans le paquet. Un bruit effectif de 8 électrons peut être atteint à partir d'un Fowler(100) pour un temps d'exposition de 3000s. L'écart à la courbe théorique est dû principalement au bruit en $1/f$ et au courant d'obscurité.

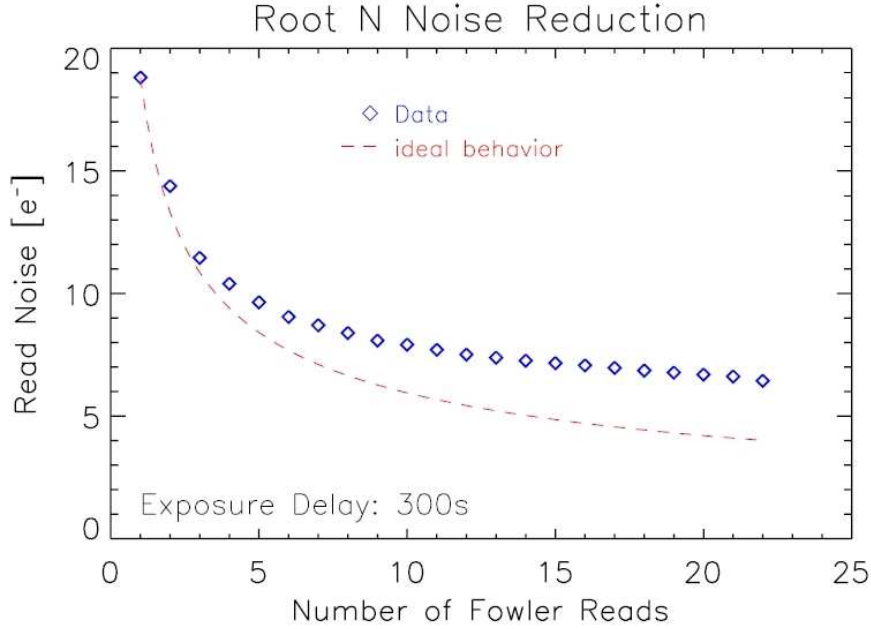


FIG. VI.4 – Diminution du bruit de lecture avec le nombre d'image dans le Fowler. La différence entre le comportement idéal (loi en $\frac{1}{\sqrt{N}}$) et les données est causée par le courant de fuite et le bruit en $1/f$ [59].

Il existe plusieurs problèmes associés aux longs temps pose. Ceux-ci peuvent être internes au détecteur ou provenir de l'environnement du détecteur.

Parmi les problèmes internes, nous pouvons citer le bruit en $1/f$ (dont la valeur dépend des conditions d'échantillonnage) et les non linéarités du MOSFET comme de l'ADC de l'électronique de lecture. Pendant de long temps de pose, avec un simple mode de lecture Fowler(N), le bruit en $1/f$ et les non linéarités peuvent ne pas être détectés. Ainsi, afin de les détecter et de les corriger, un échantillonnage continu le long de la rampe d'acquisition est nécessaire pendant le temps total d'intégration.

L'environnement spatial dans lequel va être utilisé le détecteur pose aussi des problèmes pour des longs temps d'exposition.

En effet, le satellite SNAP dans l'espace est soumis au rayonnement cosmique. Avec de long temps de pose, le rayonnement cosmique et son impact sur les performances du spectrographe doit être pris en compte. Il est soumis à un nombre d'événements de $5 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [11] (par comparaison, celui sur terre est de $1 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{mn}^{-1}$). La nature de ce rayonnement, son interaction avec le détecteur et son impact sur les performances du spectrographe seront développés dans le chapitre VII.

Pour 1000s de temps d'exposition sur un détecteur infrarouge H2RG, 10 % des pixels sont touchés par des cosmiques mais pour 10000s de temps d'intégration, 45 % des pixels du détecteur sont touchés par des cosmiques (Fig. VI.5). L'impact d'un cosmique sur un pixel fausse la valeur finale du signal de ce pixel. En effet, le cosmique va déposer des électrons dans le pixel qui vont être lus par le détecteur. Nous ne pouvons donc pas utiliser des temps d'exposition par pose supérieurs à 1000s à moins de trouver un mode de lecture permettant de détecter le passage d'un cosmique pendant une acquisition et de le corriger.

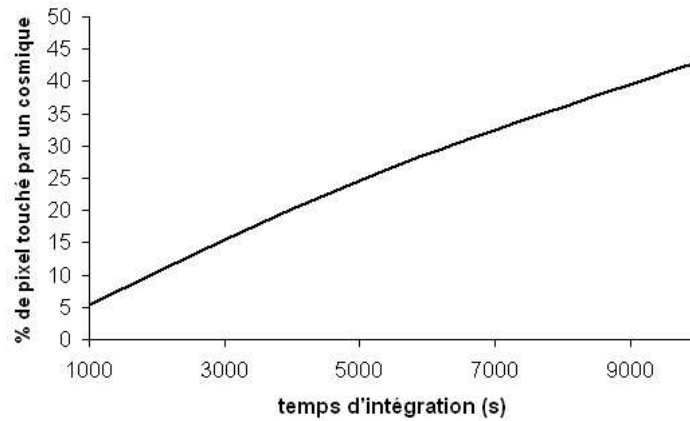


FIG. VI.5 – Evolution du taux de pixels touchés par des cosmiques avec le temps d'intégration. Pour 10000s, 45% des pixels sont touchés par des cosmiques.

Nous allons voir que le mode de lecture permettant de détecter et de corriger de l'impact de cosmiques est le mode up-the-ramp (exposé dans la section 5 du chapitre III). En effet, si une particule cosmique touche un pixel du détecteur et crée un signal, celui-ci va engendrer une discontinuité dans la rampe de signal acquis. Dans la figure VI.6 est représentée l'évolution du signal d'un pixel en mode up the ramp avec l'impact d'un cosmique (le flux incident est arbitraire) en fonction du temps d'intégration. Sur le schéma, chaque flèche verticale représente une acquisition. Le "saut" de signal causé par le cosmique entre les acquisitions 5 et 6 va permettre de repérer le passage du cosmique à ce moment de l'acquisition.

La nécessité d'avoir de longs temps d'exposition par pose, un faible bruit de lecture et de suivre la linéarité du flux enregistré tout au long de l'exposition nous pousse ainsi à utiliser un mode de lecture mixte qui consiste à réaliser des groupes de lectures non destructives échantillonnées tout le long de l'exposition (détaillé dans la section 5 du chapitre III). Ce mode de lecture est innovant et rarement utilisé (il a été mentionné dans l'article de Bernard J. Rauscher [51] pour l'instrument NIRSpec de l'expérience JWST).

Nous allons maintenant exposer deux méthodes de calcul de flux et d'incertitude dans ce mode d'acquisition mixte. Ces méthodes seront validées à travers une simulation et des vraies données.

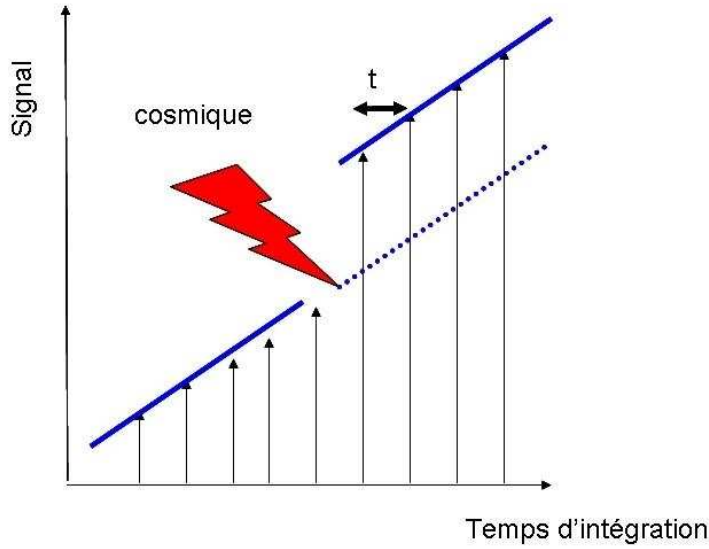


FIG. VI.6 – Schéma d'une acquisition up the ramp avec l'impact d'un cosmique pour un pixel avec $M=9$

3 Méthode de traitement des données en mode mixte

Dans cette section, nous allons décrire comment le flux reçu et son incertitude sont évalués dans le mode d'acquisition mixte.

Dans ce mode M paquets de N lectures non destructives sont associés à chacun des pixels du détecteur. Trois étapes de calcul sont nécessaires au traitement de données pour chacun des pixels :

1. évaluer le bruit de lecture (σ_{read}) associé à chacun des M paquets de N acquisitions
2. moyenner chacun des paquets de N lectures non destructives (traitement du Fowler(N)). A cette étape, il reste donc M moyennes de valeurs s_i
3. retrouver le flux moyen (m) et son incertitude (σ_m) en ajustant les M acquisitions moyennes par différentes méthodes (Fig. VI.7)

Pour un paquet de N acquisitions, l'acquisition moyenne est simplement obtenue en effectuant la moyenne de la valeur des N acquisitions du paquet considéré.

Nous allons détailler maintenant chacune des étapes en commençant par la mesure du bruit de lecture associé à une acquisition moyenne.

3.1 Mesure du bruit de lecture

Dans ce paragraphe nous allons décrire la méthode d'obtention du bruit de lecture associé à un paquet de N lectures non destructives.

Pour cela, pour un pixel donné, toute l'information temporelle fournie par le mode mixte va être utilisée. Nous allons évaluer la variance entre les acquisitions de deux paquets

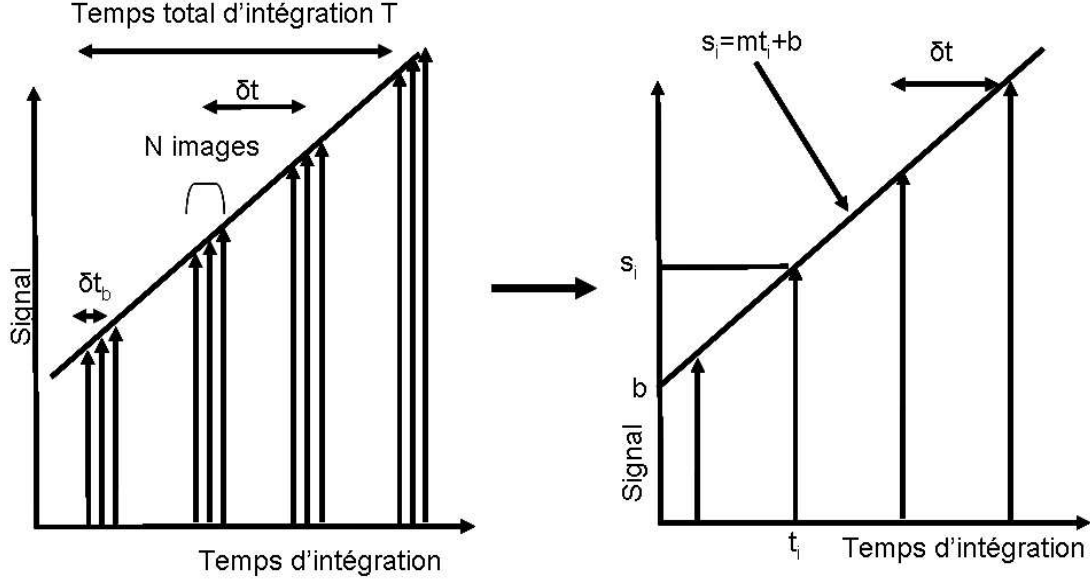


FIG. VI.7 – A gauche, schéma d'un mode d'acquisition mixte avec 4 acquisitions up the ramp avec des Fowler(3) pour un temps d'exposition par pose T donné. Chaque paquet est ensuite moyenné. La valeur moyenne de chaque paquet sera ensuite utilisée pour former le mode up the ramp avec $M=4$ (schéma de droite).

consécutifs. C'est donc une variance temporelle mesurée le long de la montée de signal. Pour un pixel, nous effectuons la distribution D des différences

$$D_{i,j} = s_{i+1,j} - s_{i,j}$$

ou $s_{i,j}$ représente la valeur d'un pixel lors de sa j^{eme} acquisition dans le paquet i (Fig.VI.8, pour plus de lisibilité ce schéma a été dessiné avec du flux incident). Il y a N paires $(s_{i+1,j}, s_{i,j})$ disponibles pour un pixel entre deux paquets.

Effectuons la moyenne de ces N paires entre les paquets i et i+1 pour le pixel k :

$$D_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (D_{i,j})$$

Ceci est la i^{eme} moyenne obtenue à partir des deux paquets i et i+1. Nous pouvons calculer ces moyennes pour chacun des paquets. Nous obtenons M-1 valeurs moyennes. La variance temporelle est ensuite calculée à partir de ces M-1 valeurs moyennes :

$$\sigma_k^2 = \frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^{M-1} (D_i - \langle D_i \rangle)^2$$

Avec le symbole $\langle \rangle$ désignant la valeur moyenne temporelle pour le pixel k. Cette variance est ensuite moyennée spatialement sur tous les pixels pour en améliorer sa pertinence statistique :

$$\sigma_r = \overline{\sigma_i}$$

La valeur de σ_r^2 est la variance moyenne obtenue à partir de différences de deux acquisitions $s_{i+1,j} - s_{i,j}$. Le bruit σ_{read} associé à un seul paquet de lecture est donc :

$$\sigma_{read} = \frac{\sigma_r}{\sqrt{2}} \quad (\text{VI.4})$$

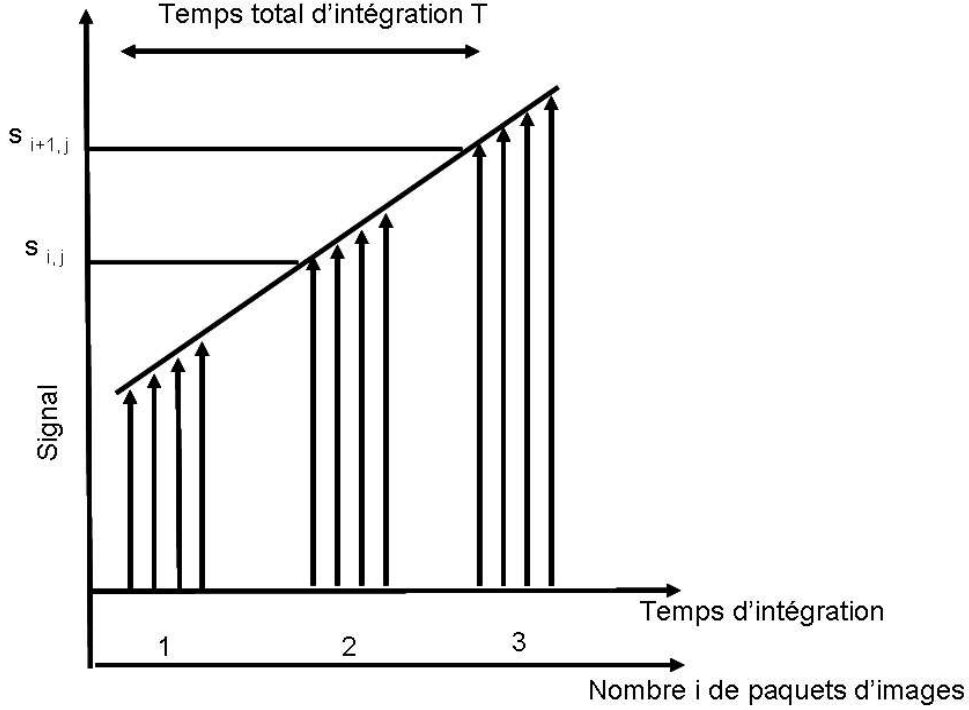


FIG. VI.8 – Evolution du signal du pixel i dans un mode d'acquisition mixte avec $N=4$ et $M=3$ pour un temps d'exposition par pose T donné.

Nous allons par la suite utiliser cette valeur moyenne du bruit de lecture σ_{read} pour chacun des pixels. Ainsi, à cette étape du traitement, pour chacun des pixels nous obtenons M acquisitions moyennes avec un bruit de lecture σ_{read} associé (commun).

3.2 Calcul du flux et de son incertitude

A partir de ces M acquisitions moyennes nous allons pour chaque pixel calculer la valeur du signal final acquis au bout du temps total d'intégration.

L'évolution du signal dans un pixel avec le temps d'intégration est à priori linéaire. Calculer le signal final revient à calculer le flux reçu pendant le temps d'acquisition. On cherche donc à calculer la pente de la droite donnant le signal en fonction du temps d'intégration. L'expression de la droite cherchée s'écrit :

$$s = mx + b$$

avec s le signal, m le flux cherché.

La difficulté du calcul du flux provient des corrélations pour un même pixel entre deux

acquisitions successives. En effet, dans le détecteur, le multiplexeur lit de manière non-destructive les charges présentes dans chaque pixel. Ces charges ont été créées par le flux de photon incident. Ces charges s'accumulent au cours du temps. Ainsi, la quantité de charges acquise à l'instant x_i dépend de la quantité de charge présente à l'instant $x_i - t$ (avec t le temps d'intégration entre deux acquisitions). Le bruit de Poisson est donc corrélé entre les acquisitions. En revanche, le bruit de lecture intervient lorsque l'on vient lire les charges présentes dans le pixel pour une acquisition donnée. Pour chacune des acquisitions ce bruit de lecture est indépendant d'une acquisition à l'autre. Par conséquent, il est decorré pour deux acquisitions consécutives.

Nous devons calculer la valeur du flux et son incertitude à partir des M valeurs moyennes. La valeur moyenne de chaque paquet i est donné par :

$$s_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N s_{i,j}$$

où $s_{i,j}$ est la valeur d'un pixel lors de sa j^{eme} acquisition dans le paquet i .

Une méthode de calcul matricielle et une méthode analytique seront exposées.

Méthode matricielle

Cette méthode repose sur une minimisation de χ^2 sur les différences d_i entre deux valeurs moyennes de paquets :

$$d_i = s_{i+1} - s_i$$

La méthode tient compte des corrélations entre les acquisitions. Nous allons considérer un temps d'intégration entre deux valeurs moyennes $t_{i+1} - t_i = \delta t$ constant. Ainsi,

$$d_i = s_{i+1} - s_i = m(t_{i+1} - t_i) = m\delta t$$

Le χ^2 s'écrit donc :

$$\chi^2 = \sum_{ij} (d_i - m\delta t) cov_{i,j}^{-1} (d_j - m\delta t) \quad (VI.5)$$

où i et j sont les indices de paquet différents. La matrice $cov_{i,j}^{-1}$ est la matrice d'erreur, c'est l'inverse de la matrice de covariance. Celle-ci tient compte des corrélations entre les acquisitions i et j . Expliquons les différents termes de cette matrice.

Ainsi,

- les termes hors diagonaux $\sigma_{i,j}$ traduisent la corrélation du bruit de Poisson entre les acquisitions
- les termes diagonaux $\sigma_{i,i}$ tiennent compte du bruit de lecture et du bruit de Poisson.

Après inversion de la matrice de covariance, la minimisation du χ^2 entraîne :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial m} = 0 \Rightarrow$$

$$m\delta t \sum_{i,j} \sigma_{i,j} = \sum_{i,j} \sigma_{i,j} d_j$$

Ainsi, on trouve l'expression de la pente :

$$m = \frac{\sum_{i,j} \sigma_{i,j} d_j}{\delta t \sum_{i,j} \sigma_{i,j}} \quad (\text{VI.6})$$

avec, d_j la différence entre deux acquisitions consécutives, $\sigma_{i,j}$ le terme d'erreur entre les acquisitions i et j et δt le temps d'intégration entre deux acquisitions.

Cette méthode permet de déterminer le flux exact mais aussi l'incertitude exacte associée que l'on dérive directement de l'expression du χ^2 . Nous pouvons donc pour chacun des pixels obtenir l'expression du flux et de l'incertitude sur le flux.

Cette méthode a l'avantage d'être exacte mais nécessite de lourdes opérations mathématiques. En effet, la nécessité d'avoir de long temps de pose en gardant la même fréquence d'acquisition nous oblige à enregistrer beaucoup d'acquisitions. Par exemple, pour 10000s de temps total d'intégration, 1000 acquisitions moyennes prises toutes les 10s seront nécessaires. Ainsi, pour chaque pixel, avec la méthode matricielle nous allons devoir inverser la matrice de covariance qui est une matrice 1000*1000.

Cette raison nous a poussé à développer une expression analytique du calcul du flux et de l'erreur. Nous comparerons ensuite les deux calculs pour estimer avec précision l'approximation réalisée.

Méthode analytique

A la différence du calcul matriciel, ce calcul repose sur la valeur moyenne des paquets de lecture s_i . Il permet de simplifier le calcul du flux et de ne prendre en compte que les corrélations entre les acquisitions dans le calcul d'incertitude. A partir de la connaissance du flux et du bruit de lecture nous allons déterminer une équation analytique de l'incertitude sur le flux mesuré. Les calculs développés ici sont issus des résultats de J.Garnett [30].

Evaluation du flux reçu

Dans le calcul analytique, pour calculer le flux nous allons ignorer la corrélation entre pixel. Nous estimons également que l'erreur sur chacune des acquisitions est la même. La pente est donnée par un calcul de χ^2 selon :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=M} (s_i - (mt_i + b))^2$$

avec M le nombre total de paquet dans l'acquisition up the ramp, s_i la valeur de l'acquisition au temps t_i , m la pente à calculer. Ainsi, la minimisation du χ^2 donne l'expression de la pente cherchée :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial m} = 0 \Rightarrow$$

$$m = \frac{M \sum_{i=1}^M x_i s_i - \sum_{i=1}^M x_i \sum_{i=1}^M s_i}{M \sum_{i=1}^M x_i^2 - \left(\sum_{i=1}^M x_i \right)^2} = \frac{A}{\Delta}$$

En utilisant le fait que $t_i = i\delta t$, on trouve pour le numérateur

$$A = M\delta t \left[\sum_{i=1}^{i=M} i s_i - \frac{M+1}{2} \sum_{i=1}^{i=M} s_i \right] = M\delta t \sum_{i=1}^{i=M} \left[s_i \left(i - \frac{M+1}{2} \right) \right]$$

et pour le dénominateur :

$$\begin{aligned} \Delta &= M(\delta t)^2 \left[\frac{M(M+1)(2M+1)}{6} - \left(\frac{M(M+1)}{2} \right)^2 \right] = M^2(\delta t)^2 \left[(M+1) \left(\frac{2M-2}{24} \right) \right] \\ &= M^2(\delta t)^2 \frac{M^2-1}{12} \end{aligned}$$

Ainsi,

$$m = \sum_{i=1}^{i=M} \frac{s_i \left(i - \frac{M+1}{2} \right)}{\alpha} \quad (\text{VI.7})$$

avec

$$\alpha = \frac{\delta t M (M^2 - 1)}{12}$$

et t le temps entre deux acquisitions, M le nombre total d'acquisitions up the ramp. Ce calcul est très rapide car il ne nécessite pas d'inversion de matrice mais nous avons considéré que l'erreur sur chacune des acquisitions est la même et que les corrélations entre les mesures successives n'ont pas été prises en compte.

Evaluation de l'incertitude

On calcule l'incertitude par propagation des erreurs [17] en tenant compte maintenant des corrélations entre les acquisitions. L'expression générale de cette erreur fait apparaître deux termes bien distincts qui correspondent à deux cas extrêmes :

$$\sigma_m^2 = \sum_{i=1}^M \sigma_i^2 \left(\frac{\partial m}{\partial s_i} \right)^2 + \sum_{j=1}^M \sum_{i \neq j}^M \text{cov}(s_i s_j) \left(\frac{\partial m}{\partial s_i} \frac{\partial m}{\partial s_j} \right) \quad (\text{VI.8})$$

où s_i est le signal de la valeur moyenne du paquet i et σ_i l'incertitude sur cette valeur moyenne i . Le premier terme :

$$RNL = \sum_{i=1}^M \sigma_i^2 \left(\frac{\partial m}{\partial s_i} \right)^2$$

traduit l'incertitude liée à une acquisition, c'est un terme d'autocorrélation. Il correspond au cas où le bruit de lecture est dominant, dans ce cas, $\sigma_i = \sigma_{read}$ avec σ_{read} le bruit de lecture.

Le deuxième terme :

$$BGL = \sum_{j=1}^M \sum_{i \neq j}^M \text{cov}(s_i s_j) \left(\frac{\partial m}{\partial s_i} \frac{\partial m}{\partial s_j} \right)$$

reflète l'incertitude causée par la corrélation entre les acquisitions s_i et s_j .

On peut identifier deux cas dans l'équation VI.8.

Le premier cas correspond à un bruit de lecture dominant par rapport au flux de photons incident. Dans le cas général où le spectre en fréquence du bruit est une fonction en $A+B/f$ composé d'un bruit blanc (A) et d'un bruit en $1/f$, il peut y avoir des corrélations à basse fréquence entre les acquisitions. Le méthode développée par Garnett et dans la majorité de la littérature supposent que l'échantillonnage des lectures se situe dans des fréquences suffisamment hautes pour que le bruit en $1/f$ soit négligé. Ainsi, dans le cas où le bruit de lecture domine on considère qu'il n'y a pas de corrélation dans le temps entre les acquisitions. Par respect pour cette littérature et par souci de simplification nous ferons ici la même hypothèse. Nous utiliserons ensuite cette méthode avec des données et nous vérifierons (section 5) la solidité de cette hypothèse.

Le terme d'autocorrelation est donc dominant. Dans ce cas $\sigma_i = \sigma_{read}$. L'incertitude sur la pente devient ainsi :

$$\begin{aligned}\sigma_m^2 &= \sum_{i=1}^M \sigma_i^2 \left(\frac{\partial m}{\partial s_i} \right)^2 = \frac{1}{\alpha^2} \sum_{i=1}^M \sigma_{read}^2 \left(i - \frac{M+1}{2} \right)^2 \\ &= \frac{\sigma_{read}^2 m (M^2 - 1)}{12\alpha^2} \\ &= \frac{12M\sigma_{read}^2}{(M^2 - 1)T^2}\end{aligned}\tag{VI.9}$$

Avec T le temps total d'intégration qui s'exprime : $T = M.\delta t$. Avec δt le temps entre deux acquisitions successives et M le nombre total d'acquisitions dans le up the ramp. Le terme σ_{read} est le bruit de lecture associé à la lecture d'une image moyenne. Sa valeur a été déterminée dans la section 3.1.

Nous pouvons remarquer la dépendance de ce terme avec le bruit de lecture σ_{read}^2 et le fait qu'il diminue de manière proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{M}}$.

L'autre cas correspond à un flux de photon dominant. Nous considérons que le flux incident est constant pendant l'acquisition. Ce flux étant poissonien la variance σ_i^2 de l'équation VI.8 vaut

$$\sigma_i^2 = im\delta t$$

avec m le flux incident, t le temps entre deux acquisitions successives.

Dans ce cas il faut aussi tenir compte des corrélations entre les acquisitions et l'expression de l'incertitude doit tenir compte de tout les termes de l'équation (VI.8). La corrélation vient du fait que $s_j = s_i + \delta_{i,j}$ avec $\delta_{i,j}$ l'accroissement du au flux incident entre les deux acquisitions s_j et s_i .

Le terme de covariance entre deux acquisitions s'écrit :

$$\begin{aligned}
cov(s_i, s_j) &= \langle (s_i - \langle s_i \rangle)(s_j - \langle s_j \rangle) \rangle = \langle (s_i - \langle s_i \rangle)(s_i + \delta_{i,j} - \langle s_i + \delta_{i,j} \rangle) \rangle \\
&= \langle s_i^2 + s_i \delta_{i,j} - s_i \langle s_i + \delta_{i,j} \rangle - s_i \langle s_i \rangle - \langle s_i \rangle \delta_{i,j} + \langle s_i \rangle \langle s_i + \delta_{i,j} \rangle \rangle \\
&= \langle s_i^2 \rangle - \langle s_i \rangle^2 + \langle s_i \delta_{i,j} \rangle - \langle s_i \rangle \langle \delta_{i,j} \rangle \\
&= cov(s_i, s_i) + cov(s_i, \delta_{i,j}) \\
&= cov(s_i, s_i) \\
&= \sigma_{s_i}^2
\end{aligned}$$

Le flux de photon incident est poissonien, ainsi, $\sigma_{s_i}^2 = im\delta t$. Avec m le flux calculé et δt le temps entre deux acquisitions consécutives. Ainsi, nous trouvons que dans ce cas, l'incertitude est donnée par :

$$\sigma_m^2 = \frac{mt}{\alpha^2} \frac{M^5 - M}{120} = \frac{6m(M^2 + 1)}{5(M^2 - 1)T} \quad (\text{VI.10})$$

L'erreur globale est la somme de termes VI.9 et de VI.10. C'est à dire, le terme associé au bruit de lecture et le terme associé au bruit de Poisson .

$$\boxed{\sigma_m^2 = \frac{6m(M^2 + 1)}{5(M^2 - 1)T} + \frac{12M\sigma_{read}^2}{(M^2 - 1)T^2}} \quad (\text{VI.11})$$

Avec, m la pente calculée précédemment (correspondant au flux incident), M le nombre d'acquisitions utilisées pour l'acquisition up the ramp, $T = M.\delta t$ et σ_{read} le bruit de lecture associé à chaque acquisition moyenne.

Le terme associé au bruit de lecture est constant et ne dépend pas du flux incident. L'ordre de grandeur du flux que l'on veut mesurer a été donné dans la figure II.2 du chapitre II, il varie de 10 $e/pxl/s$ pour une supernova située à un décalage spectral de $z = 0.1$ à 0.007 $e/pxl/s$ pour une supernova située à un décalage spectral de $z = 1.7$.

Le bruit effectif correspond à l'incertitude sur le signal au bout du temps d'intégration T .

La figure VI.9 montre un exemple de la contribution de chacun des deux cas extrêmes selon une configuration avec 18 électrons de bruit de lecture par paquet moyen, un temps total d'intégration de 1000s et un temps entre deux acquisitions de 10s. Nous pouvons remarquer dans cet exemple que pour un flux inférieur à 0.03 $e/pxl/s$ le terme associé au bruit de lecture domine l'expression de l'incertitude sur le flux. Nous sommes donc dominés par le bruit du détecteur en dessous de ce flux. Le bruit de lecture du détecteur sera contraignant, la qualité du signal reçu dépend uniquement des performances en bruit de lecture du détecteur.

Au delà de 0.03 $e/pxl/s$, le terme de bruit de Poisson est dominant. Dans ce cas, l'incertitude est dominée par le flux incident et est donc purement statistique.

Selon le flux reçu, le bruit de lecture, le temps d'acquisition nous allons être dans des domaines dominés par le bruit de lecture ou le bruit de Poisson. Il est préférable de rester dans le domaine dominé par le bruit de Poisson.

En conclusion, nous avons donné une expression analytique du flux (équation VI.7) et de son incertitude (équation VI.11) dans le cas d'une acquisition dans le mode up the ramp.

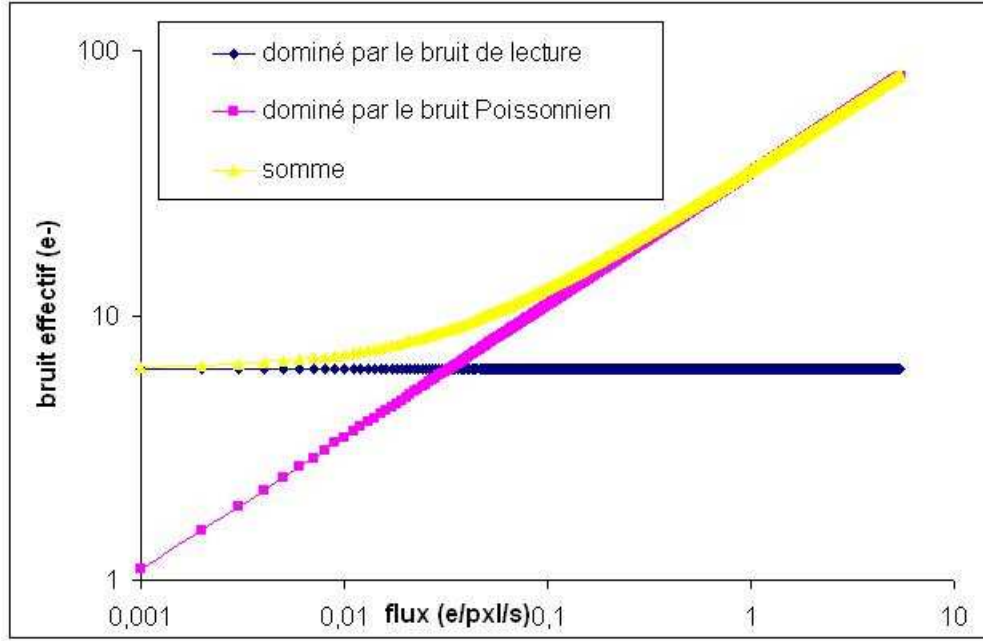


FIG. VI.9 – Incertitude sur le signal au bout d'un temps total d'intégration de 1000s dans le cas d'un bruit de lecture de 18 électrons et d'un temps inter-acquisitions de 10s

Ces équations analytiques possèdent l'avantage d'être facilement incorporées dans une simulation. En revanche, des approximations ont été faites : on a négligé l'impact du bruit en $1/f$ dans le cas où le bruit de lecture est dominant et dans le calcul du flux l'incertitude associée sur chacune des acquisitions est la même. Nous reviendrons sur ces limitations à la fin de ce chapitre.

3.3 Correspondance avec l'estimation standard du bruit

Le rapport signal sur bruit a été défini précédemment par :

$$\frac{S}{N} = \frac{f}{\sigma_f}$$

avec f le flux incident et σ_f l'incertitude associée à une pose individuelle. De façon standard nous avons vu que :

$$\sigma_f = \sqrt{S_c + \sigma_{dark}^2 + \sigma_c^2}$$

avec S_c le signal acquis, σ_{dark} le bruit associé au courant d'obscurité et d'un $\sigma_c = R$ où R est le bruit de lecture standard associé à une pose individuelle.

Nous pouvons comparer le terme σ_c de cette équation avec le deuxième terme de l'expression trouvée par la méthode analytique VI.11. Cette comparaison peut s'écrire :

$$\sigma_c = \sigma_{read} \sqrt{\frac{12M}{(M^2 - 1)}}$$

Dans la figure VI.10 est tracé l'évolution de σ_c avec σ_{read} . Nous remarquons que avec un bruit de lecture σ_{read} de 18 électrons, le bruit équivalent (σ_c) est toujours inférieur aux 8 électrons spécifiés dans la section 6.1 du chapitre III. Par exemple, pour 100 acquisitions, le bruit de lecture σ_c utilisé est sur-estimé d'un facteur ≈ 3 par rapport au bruit de lecture σ_{read} .

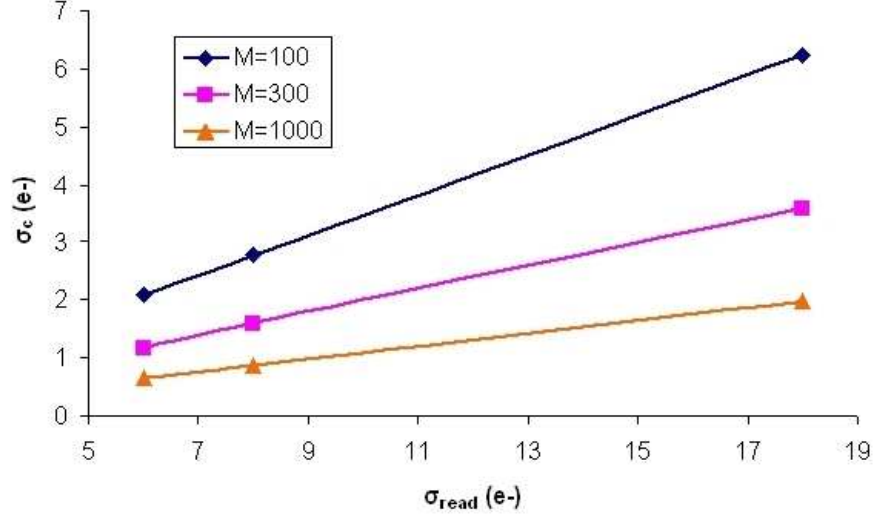


FIG. VI.10 – Comparaison du bruit effectif σ_c avec le bruit de lecture σ_{read} .

Ainsi, la valeur de σ_c utilisée dans l'estimation standard du bruit doit être réajustée selon la valeur de σ_{read} . Cela justifie à posteriori (dans la section 4.2 chapitre II) notre préférence à ne pas associer le terme σ_c uniquement au bruit de lecture du détecteur. Nous pouvons donc maintenant établir une correspondance entre le terme σ_{read} calculé à partir de données des détecteurs et σ_c inséré dans le calcul de S/N.

3.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons calculé le bruit de lecture dans le mode d'acquisition mixte en tenant compte de toute l'information temporelle.

Ensuite, deux méthodes de traitement des données ont été exposées. La méthode matricielle est basée sur les différences entre les acquisitions, alors que la méthode analytique repose sur la valeur des acquisitions. Cette différence est importante. En effet, la méthode analytique, en considérant l'ensemble des acquisitions, peut être influencée par les bruits (bruit en 1/f principalement) affectants le détecteur pendant le temps total d'intégration. Si il y a des dérives de signal pendant des long temps d'intégration, la méthode analytique y sera sensible.

La méthode matricielle, en ne travaillant que sur les différences entre acquisitions (donc sur un temps d'intégration court) peut être moins affectée par le bruit en 1/f.

Ainsi, on pourra comparer les résultats issus d'une simulation d'acquisition avec des données réelles pour quantifier l'impact du bruit en 1/f sur ces deux méthodes de calcul.

Une correspondance avec le bruit de lecture couramment employé a également été réalisée qui permet de cerner exactement la différence entre la valeur mesurée et celle utilisée dans les estimations. Nous allons maintenant développer une simulation d'acquisitions prises dans le mode optimisé afin de valider les équations de la méthode de calcul analytique.

4 Simulation d'acquisitions en mode up the ramp

Dans cette section, j'exposerai une simulation d'acquisitions en mode up the ramp, puis je validerai les équations analytiques de calcul de flux et d'incertitude avec cette simulation

4.1 Principe de la simulation

Le mode de lecture optimisé est mixte et est constitué d'un échantillonnage multiple (Fowler(N)) le long de la rampe de signal (up the ramp).

On suppose que l'on a déjà traité la partie Fowler(N), c'est à dire que l'on possède une image moyenne avec son bruit de lecture associé (défini dans la section 3.1). On va donc simuler seulement les valeurs moyennes de chaque paquet. Le bruit associé à chacun des paquets sera le même pour tous les paquets. Ainsi, seule la partie "up the ramp" du signal est à simuler.

Afin de simuler correctement une montée de signal up the ramp, il faut bien comprendre les phénomènes ayant lieu dans la partie active du détecteur et de son électronique.

La difficulté de la simulation vient du fait que le détecteur lit chaque pixel de manière non destructive. En effet, dans le chapitre III, nous avons vu que sous chaque pixel existe un MOSFET suiveur qui va permettre l'accumulation des charges au cours du temps. Ainsi, pour un pixel donné, le signal d'un pixel à l'instant t dépend du signal reçu à l'instant $t - \delta t$ (avec δt le temps entre deux acquisitions consécutives). Autrement dit, les deux acquisitions sont corrélées.

Le signal numérisé possède deux composantes principales. La première est le flux de photons incident qui suit une statistique de Poisson. La deuxième est le bruit associé à la lecture des charges. Ce dernier suit une statistique gaussienne. Le phénomène d'accumulation de charges n'est pas sensible au bruit de lecture. Seul le flux de photon incident s'accumule au cours du temps. Le bruit de lecture est à additionner après le phénomène d'accumulation des charges.

Le tirage aléatoire, selon une loi de Poisson, du flux de photon incident à l'étape j s'écrit δ_j et le tirage aléatoire, selon une loi de Gauss, du bruit de lecture σ_{read} à l'étape j s'écrit σ_{read_j} . Avec σ_{read} le bruit de lecture de l'acquisition moyenne définie dans la section 3.1.

Le signal à chaque étape de l'acquisition s'écrit donc :

$$s_i = s_0 + \sum_{j=1}^i (\delta_j + \sigma_{read_j})$$

Les valeurs de σ_{read} utilisées dans la simulation seront justifiées dans la section 5.2. Nous avons donc simulé une acquisition up the ramp dont les paramètres d'entrée sont le nombre M d'acquisitions up the ramp, le flux incident et le bruit de lecture σ_{read} associé à chacune des M acquisitions.

Dans cette simulation le bruit en $1/f$ n'a pas été pris en compte. En effet, une simulation complète du bruit en $1/f$ est compliquée à réaliser car il dépend de nombreux paramètres. Ce bruit, n'étant pas pris en compte, cette simulation est incomplète et ne rend pas entièrement compte des bruits présents dans le détecteur.

Grâce à cette simulation, nous pouvons valider les équations analytiques présentées précédemment dans la section 3.2.

4.2 Validation des équations analytiques par la simulation

Nous allons valider les équations analytiques (VI.7 et VI.11) de calcul de flux et de son incertitude grâce à la simulation d'acquisitions en mode optimisé.

Un exemple de simulation avec un flux initial de $F_0 = 0.1 \text{ e/pxl/s}$, un bruit de lecture de 18 e- et un temps total d'intégration de 3000s est donné sur la figure VI.11. Le flux et l'incertitude retrouvés grâce aux équations analytiques est de $F \pm \sigma_F = 0.102 \pm 0.006 \text{ e/pxl/s}$. Chacune des croix représente une acquisition, la droite en pointillé est la droite de pente 0.102 e-/pxl/s.

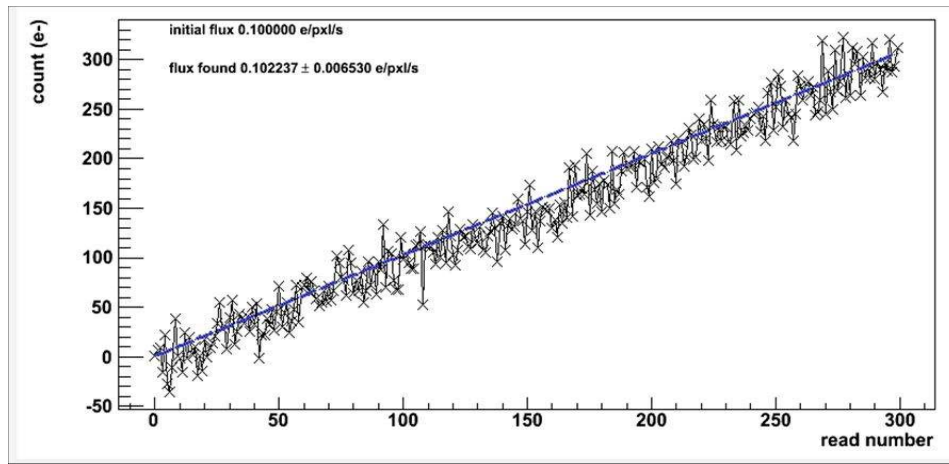


FIG. VI.11 – Exemple de simulation up the ramp avec un flux de 0.1 e/pxl/s un bruit de lecture par acquisitions de 18e- et un temps total d'intégration de 3000s. La droite bleue est le résultat de l'ajustement avec la méthode analytique.

Pour une configuration donnée (bruit de lecture, flux incident, nombre d'acquisitions, temps total d'intégration), nous allons réaliser 250000 simulations. Nous obtenons ainsi, 250000 expressions de la même pente calculée et des incertitudes associées. La figure VI.12 montre la distribution des

$$\frac{F - F_0}{\sigma_F}$$

avec F le flux retrouvé, F_0 le flux inséré initialement et σ_F l'incertitude associée sur le flux F . Le calcul d'incertitude est correct si la largeur de cette distribution est égale à 1. Le calcul du flux est exacte si la valeur centrale de cette distribution est nulle. Dans la figure VI.12 la configuration est de 10000s de temps total d'intégration et 4 électrons de bruit de lecture pour chacun des paquets (σ_{read}). La largeur de la distribution trouvée est de 1.007

et la valeur moyenne de 0.002. Ainsi, dans cette configuration d'acquisition, la simulation est en accord avec les équations analytiques de calcul de flux et d'incertitude.

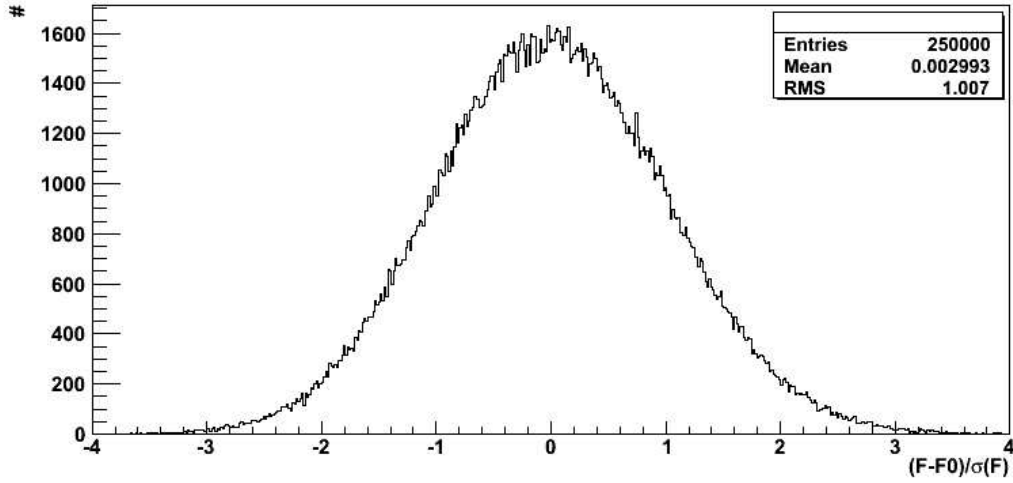


FIG. VI.12 – Distribution des $\frac{F-F_0}{\sigma_F}$ pour 10000s de temps total d'intégration et 4 électrons de bruit de lecture. Le RMS est très proche de 1 et la valeur moyenne proche de 0. Dans cette configuration, les erreurs et le flux sont bien retrouvés.

Pour plusieurs flux, nous pouvons comparer la largeur de la distribution des pentes retrouvées à l'expression analytique du calcul d'incertitude. La figure VI.13 montre cette comparaison pour un temps total d'intégration de 3000s et un bruit de lecture de 18 électrons. Les triangles violets représentent les erreurs trouvées par la simulation et la courbe bleue représente l'expression analytique du calcul d'erreur (donnée par l'équation VI.11). Notre simulation est donc en accord avec notre méthode de calcul d'erreur.

Le même travail de validation pourrait être réalisé avec la méthode matricielle avec des données simulées. Celle-ci serait validée de la même façon car les mêmes paramètres sont introduits dans la simulation et le bruit en $1/f$ n'a pas été généré dans la simulation.

Dans la prochaine section, je vais comparer les performances de ces deux méthodes de traitement avec des données sans flux du détecteur H2RG 40. Ainsi, nous allons évaluer l'incertitude sur le flux dans les deux méthodes (matricielle et analytique) et la comparer à celle attendue par la simulation.

5 Application avec des données du détecteur H2RG 40

Dans cette section, je présenterai les résultats obtenus sur des données en utilisant le mode optimisé avec le détecteur infrarouge H2RG 40 de Teledyne. Je reprendrai les mêmes étapes présentées précédemment. Elles consistent à :

1. calculer le bruit de lecture σ_{read} avec des données sans flux.
2. moyenner chacun des M paquets de N acquisitions. Chaque paquet moyen aura comme de bruit de lecture σ_{read}

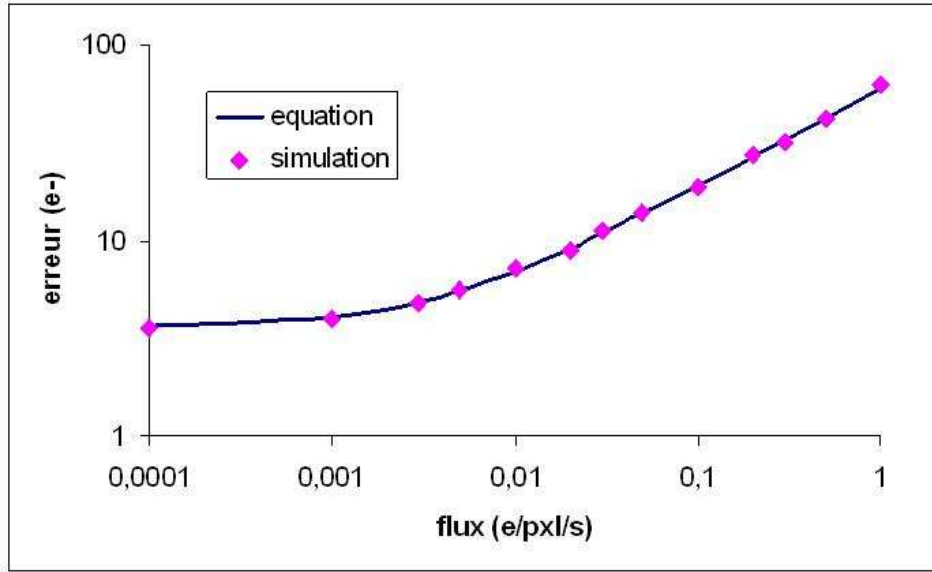


FIG. VI.13 – Incertitude calculée comparée à la simulation

3. ajuster les M acquisitions moyennes et calculer l'incertitude sur le flux avec les méthodes analytique et matricielle

Nous quantifierons ainsi l'impact des bruits non poissonien et de lecture qui pourraient influencer sur les expressions analytiques de calcul de flux et d'incertitude.

5.1 Type de données

Les données analysées sont des données sans flux (le bruit de lecture et le courant d'obscurité sont les bruits dominants) réalisées à une température de $T=110\text{K}$. L'objectif est de réaliser des acquisitions en mode optimisé avec un temps total d'intégration le plus grand possible et en enregistrant le maximum d'acquisitions.

La configuration du mode optimisé est $M=200$ et $N=250$, c'est à dire que nous avons enregistré 200 paquets de 250 acquisitions chacun sur une région de 26×26 pixels. Ces valeurs de N et M correspondent aux limites supérieures des cartes électronique développées à l'IPNL (décrite dans la section 6.3 du chapitre III). Le faible nombre de pixels ($26 \times 26 = 676$), lus à la fréquence de 100kHz , permet d'enregistrer rapidement une image entière tout en gardant suffisamment de pixel pour une étude statistique. Le temps fixé entre deux paquets est de 3.36s . Nous avons donc un temps total d'intégration maximal de environ $(3.36 \times 200)/60 \approx 11$ minutes.

La figure VI.14 montre comment nous allons passer des M paquets de N acquisitions aux M acquisitions moyennes que l'on va ajuster.

5.2 Résultats sur le bruit de lecture σ_{read}

Le bruit de lecture est évalué grâce à la méthode décrite dans la section 3.1. Sa valeur dépend du nombre N d'acquisitions dans un paquet (pour une valeur de M fixée). Cette

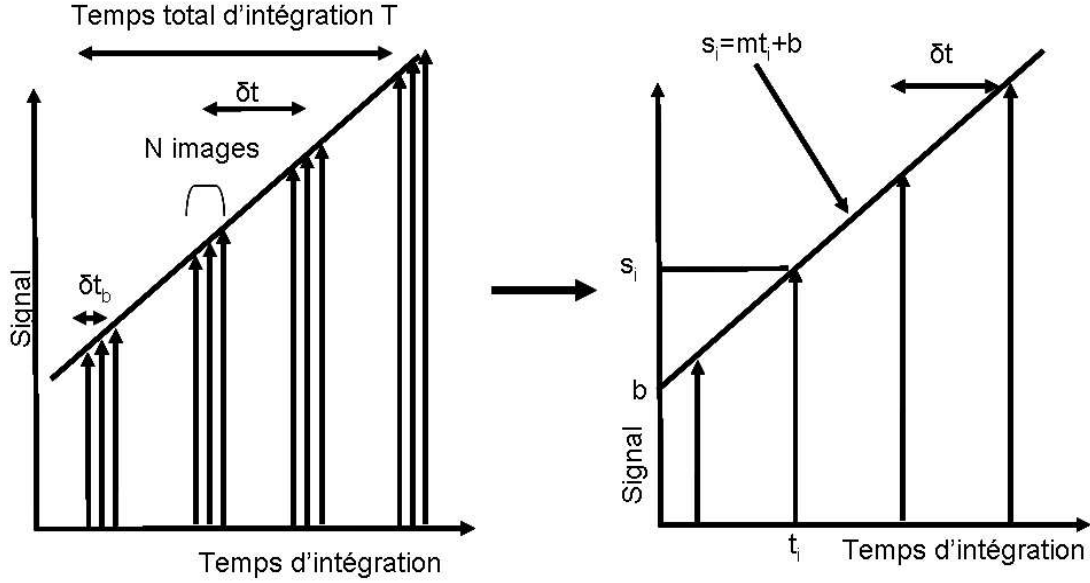


FIG. VI.14 – Le schéma de gauche montre une acquisition en mode optimisé, 4 paquets de 3 acquisitions. Ces paquets sont ensuite moyennés (schéma de droite). L'ajustement se fera sur les 4 acquisitions moyennées.

méthode consiste, pour un pixel donné, à utiliser toute l'information temporelle fournie par le mode d'acquisition mixte.

Pour un pixel, nous effectuons la distribution D des différences

$$D_{i,j} = s_{i+1,j} - s_{i,j}$$

ou $s_{i,j}$ représente la valeur d'un pixel lors de sa j^{eme} acquisition dans le paquet i (Fig.VI.8, pour plus de lisibilité ce schéma a été dessiné avec du flux incident). Il y a N paires ($s_{i+1,j}, s_{i,j}$) disponibles pour un pixel entre deux paquets.

La moyenne de ces N paires entre les paquets i et $i+1$ pour le pixel k s'écrit :

$$D_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (D_{i,j})$$

Ceci est la i^{eme} moyenne obtenue à partir des deux paquets i et $i+1$. Nous pouvons calculer ces moyennes pour chacun des paquets. Nous obtenons $M-1$ valeurs moyennes. La variance temporelle est ensuite calculée à partir de ces $M-1$ valeurs moyennes :

$$\sigma_k^2 = \frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^{M-1} (D_i - \langle D_i \rangle)^2$$

Avec le symbole $\langle \rangle$ désignant la valeur moyenne temporelle pour le pixel k . Cette variance est ensuite moyennée spatialement sur tous les pixels pour en améliorer sa pertinence statistique :

$$\sigma_r = \overline{\sigma_i}$$

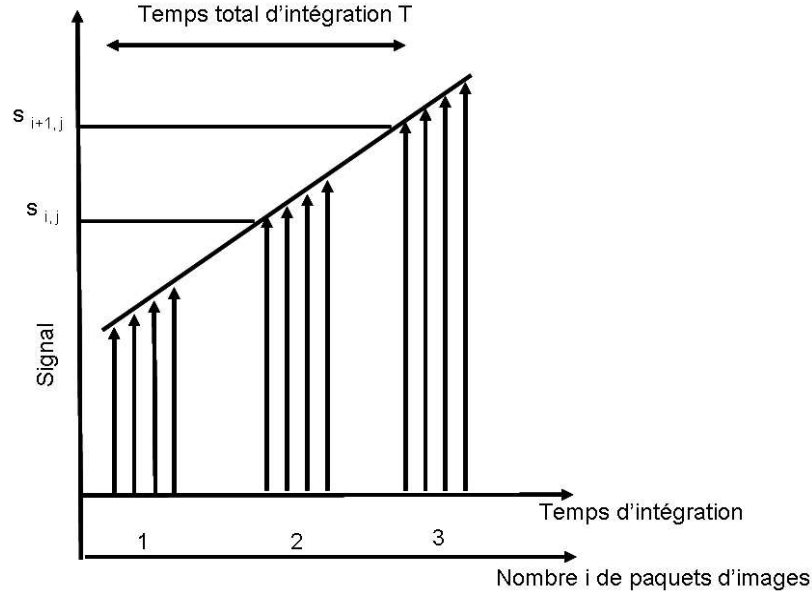


FIG. VI.15 – Evolution du signal du pixel i dans un mode d'acquisition mixte avec $N=4$ et $M=3$ pour un temps d'exposition par pose T donné, avec le signal $s_{i+1,j}$ et $s_{i,j}$ utilisés pour calculer le bruit de lecture

La valeur de σ_r^2 est la variance moyenne obtenue à partir de différences de deux acquisitions $s_{i+1,j} - s_{i,j}$. Le bruit σ_{read} associé à un seul paquet de lecture est donc :

$$\sigma_{read} = \frac{\sigma_r}{\sqrt{2}} \quad (\text{VI.12})$$

Nous pouvons tracer l'évolution du bruit de lecture avec le nombre de paire utilisées (Fig. VI.16). Le gain de conversion utilisé est celui trouvé dans la section 3.2. La courbe suit une loi proche de $1/\sqrt{N}$ avec N le nombre d'images utilisées par paquet d'image. L'écart à cette loi pourrait être du au bruit en $1/f$ et au courant d'obscurité.

Nous obtenons une valeur de 4 électrons de bruit de lecture pour 240 images. Ce résultat doit être confirmé sur plusieurs acquisitions et des temps de pose plus long.

Avec le mode d'acquisition optimisé nous avons tenu compte de toute l'information temporelle de chaque pixel.

Cette technique présente également l'avantage de négliger l'effet du courant d'obscurité. En effet, le temps entre les paquets a été minimisé (3.36s). Ainsi, l'impact de ce courant pendant cet intervalle de temps est atténué.

Ce bruit de lecture sera ensuite considéré comme l'incertitude sur la valeur moyenne de chacun des paquets de N acquisitions. Cette approximation peut être faussée par le bruit en $1/f$ présent dans le détecteur.

5.3 Moyenne des paquets de N acquisitions

Nous allons étudier ici les méthodes d'ajustement définies dans la partie 3. Pour cela, pour chacun des paquets, nous allons effectuer la moyenne de N acquisitions. Sur

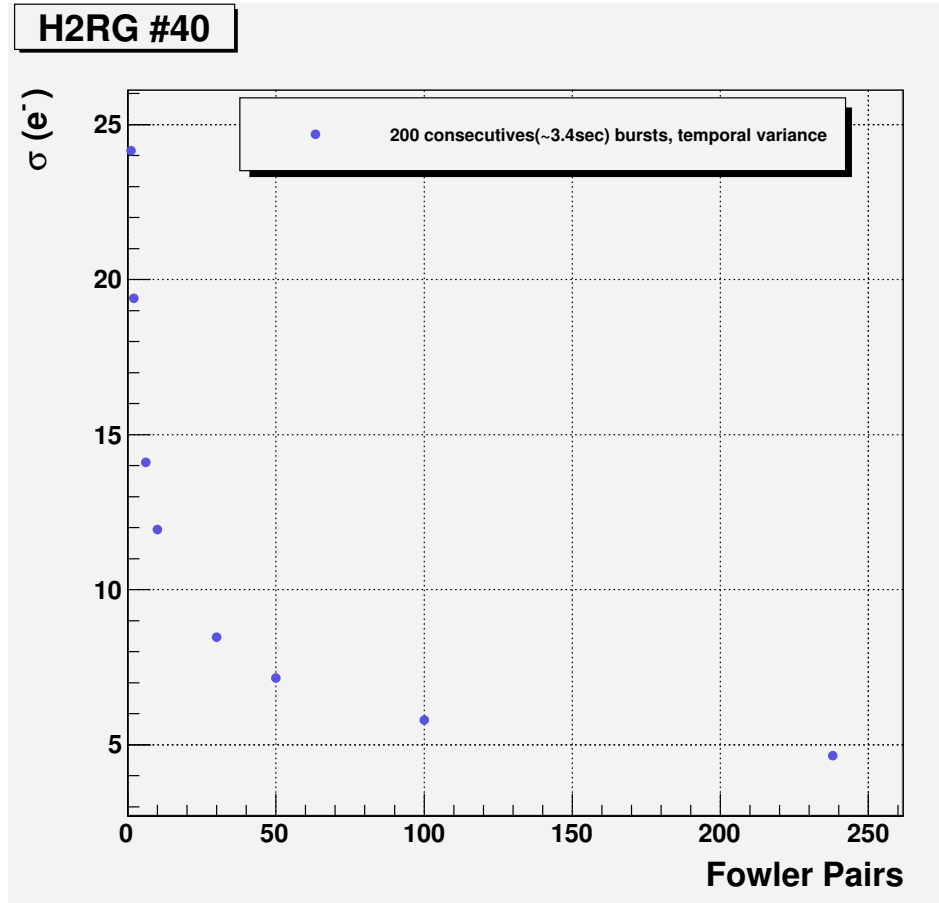


FIG. VI.16 – Evolution du bruit de lecture avec le nombre d’acquisitions utilisées dans un paquet avec les données sans flux prises avec le détecteur H2RG 40.

les 200 paquets, les 6 premiers paquets sont systématiquement supprimés afin de s’affranchir d’une non linéarité initiale. Nous obtenons donc 194 acquisitions moyennes que nous allons pouvoir ajuster avec la méthode analytique et la méthode matricielle.

La figure VI.14 montre, sur le schéma de gauche l’acquisition optimisé $N=3$, $M=4$ (4 paquets de 4 acquisitions chacun) puis l’opération de moyenne sur chacun des paquets. Nous obtenons, sur le schéma de droite 4 acquisitions moyennes à ajuster.

La valeur de l’acquisition moyenne et son bruit de lecture va dépendre du nombre d’acquisitions N pris dans le paquet. L’évolution du bruit de lecture avec la valeur de N est donnée par la courbe VI.16. Ces acquisitions moyennes avec le bruit de lecture associé remplaceront la simulation de mode optimisé développée dans la section 4. Le bruit de lecture utilisé sera celui déterminé dans la figure VI.16 avec les données du H2RG 40. Le calcul de l’incertitude sur le flux pour chacun des pixels se fera à partir de ces données en utilisant les méthodes matricielle et analytique définies dans la section 3. Pour augmenter la pertinence statistique, une moyenne spatiale de l’incertitude sera ensuite effectuée sur l’ensemble des pixels. Cette incertitude moyenne sur le flux, multipliée par le temps total d’intégration donnera l’incertitude moyenne sur le signal obtenu.

5.4 Résultats sur les ajustements

Nous allons comparer tout d'abord, l'incertitude sur le flux calculée par la simulation à celle retrouvée avec les données pour la méthode analytique d'une part (développée dans la partie 3.2) et celle matricielle d'autre part (donnée dans la partie 3.2).

Nous regarderons l'incertitude moyenne sur le signal obtenu au bout du temps total d'intégration pour différents bruit de lecture. Le bruit de lecture est ajusté par le nombre d'acquisitions utilisées dans un paquet pour en effectuer sa valeur moyenne. La valeur utilisée est celle déterminée dans la section précédente obtenue à partir des données sans flux (Fig. VI.16). Les résultats présentés ont été obtenus à partir d'une prise de donnée en mode optimisé. Une étude statistique sur plusieurs acquisitions en mode optimisé serait nécessaire pour confirmer les résultats.

Résultats avec la méthode matricielle

La figure (Fig.VI.17) montre, pour la méthode matricielle, les résultats de la simulation (représentés par les triangles bleus) et ceux issus des données analysées (les carrés verts). L'incertitude augmente avec la valeur du bruit de lecture ce qui est cohérent. Les résultats de la simulation sont en bon accord avec ceux issus des données. Pour 4 électrons de bruit de lecture sur la valeur moyenne avec les données nous obtenons environ 1 électron d'incertitude sur le signal acquis.

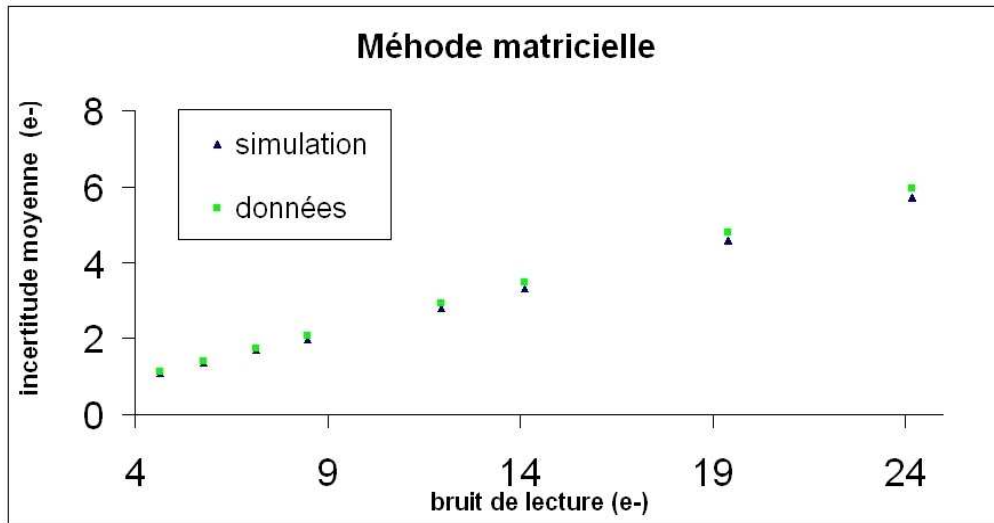


FIG. VI.17 – Evolution de l'incertitude moyenne en électrons en fonction du bruit de lecture pour la méthode matricielle. Les triangles bleus sont les résultats de la simulation, les carrés verts sont ceux issus des données.

Résultats avec la méthode analytique

Les résultats avec la méthode analytique sont montrés sur la figure VI.18. Ils montrent un bon accord entre les résultats de la simulation et ceux issus des données. De la même

manière pour un bruit sur la valeur moyenne de 4 électrons nous obtenons avec les données environ 1e- d'incertitude sur le signal acquis.

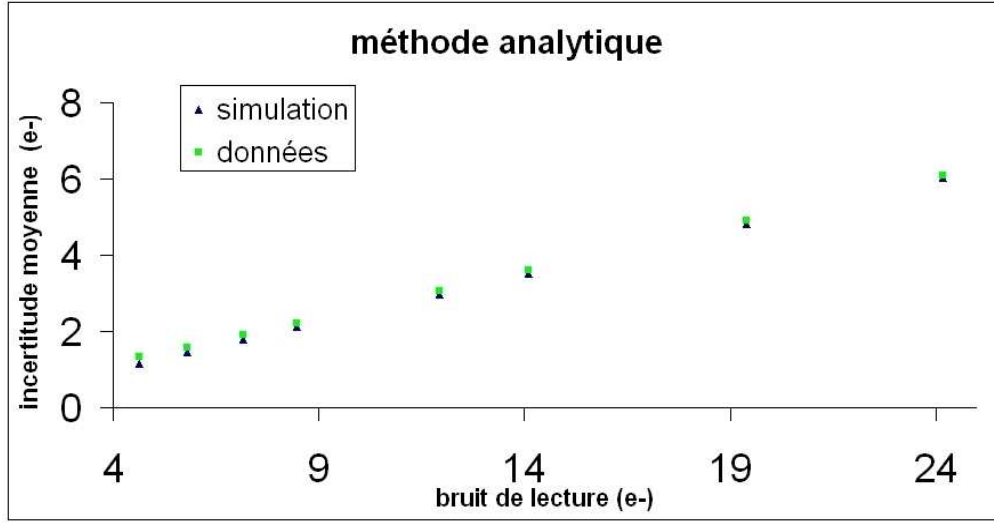


FIG. VI.18 – Evolution de l'incertitude moyenne sur le flux en électrons en fonction du bruit de lecture pour la méthode analytique. Les carrés bleus sont les résultats de la simulation, les carrés verts sont ceux issus des données.

Ces résultats sont obtenus sans flux incident. L'effet du courant d'obscurité a été limité ici grâce au mode d'acquisition optimisé et donc un temps faible (3.36s) entre deux paquets d'acquisitions. Des corrections aux précédents résultats seraient nécessaires pour prendre en compte l'impact de ce courant d'obscurité.

Dans les deux cas nous observons bien un comportement linéaire avec le bruit de lecture. Il n'y a pas de décrochage entre la simulation et les données ce qui est rassurant sur la qualité des données.

Le résultat de 1 électron d'incertitude moyenne d'un pixel a été obtenu pour un temps d'exposition de 600s. Pour le spectrographe de SNAP, des temps d'exposition de 1000, 3000 ou 10000s sont prévus. Des systématiques pourraient être présentes pour ces longs temps d'exposition et l'incertitude de 1 électron pourrait ne plus être valable. De plus, l'incertitude sur chacun des paquets moyen a été considéré comme constante pour chacun des paquets. Cette hypothèse est certainement faussée par la présence du bruit en $1/f$ qui augmenterait la valeur du bruit de lecture par paquet moyen.

Nous allons essayer de quantifier maintenant la présence de systématiques dans la section suivante.

6 Comparaison des deux méthodes de traitement

Nous avons présenté deux méthodes de traitement de données prises dans le mode optimisé. Nous allons maintenant évaluer les performances de ces deux méthodes. Pour cela, nous allons tout d'abord évaluer les résultats d'incertitude sur le flux entre les deux traitements de la manière suivante :

$$D = \frac{\sigma_{analytique} - \sigma_{matricielle}}{\sigma_{matricielle}} \quad (\text{VI.13})$$

avec $\sigma_{analytique}$ l'incertitude moyenne sur tous les pixels évaluée avec la méthode analytique et $\sigma_{matricielle}$ l'incertitude moyenne sur tous les pixels évaluée avec la méthode matricielle. La quantité D permet à partir des données d'évaluer la sur-estimation du calcul d'incertitude avec la méthode analytique. Cette sur-estimation dépend du bruit de lecture σ_{read} . On observe sur la figure VI.19 que la sur-estimation est plus importante à faible bruit de lecture (environ 16% pour un bruit de lecture de 4 e-) et peut descendre jusqu'à 2% pour de grand bruit de lecture.

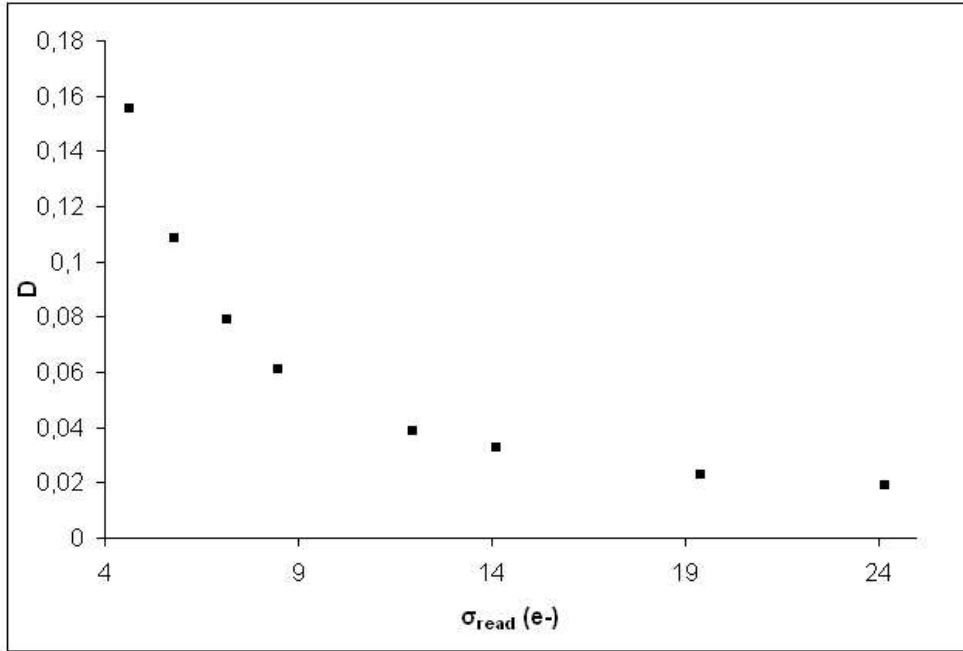


FIG. VI.19 – *Ecart relatif entre les incertitudes moyennes sur le flux entre la méthode analytique et la méthode matricielle pour les données prises avec le détecteur H2RG 40.*

La méthode de traitement analytique pourra donc utilisée pour sa rapidité de calcul en sachant qu'elle sur-estime la valeur de l'incertitude de 16% pour faible bruit de lecture. Cette valeur de sur-estimation est faible (environ 0.1 e-) mais pour mieux la comprendre nous allons comparer pour chacune des méthodes les résultats issus des données et ceux de la simulation.

Nous allons donc étudier l'écart relatif pour chacun des traitements (matriciel et analytique) entre la simulation et le résultat des données :

$$E = \frac{\sigma_{donnees} - \sigma_{simul}}{\sigma_{simul}} \quad (VI.14)$$

avec $\sigma_{donnees}$ l'incertitude moyenne calculée avec les données et σ_{simul} l'incertitude moyenne obtenue avec la simulation. Cet écart (Fig. VI.20) pour le traitement matriciel entre l'incertitude calculée par la simulation et les données est constant avec le bruit de lecture et est proche de 4%. En revanche, pour le traitement analytique, l'écart relatif entre l'incertitude calculée par la simulation et les données montre l'existence d'une systématique. Plus le bruit de lecture diminue, plus l'écart relatif avec la simulation augmente jusqu'à environ 15% pour un bruit de lecture de 4 electrons. Ainsi, c'est la méthode analytique qui crée le désaccord observé dans les données dans la figure VI.19.

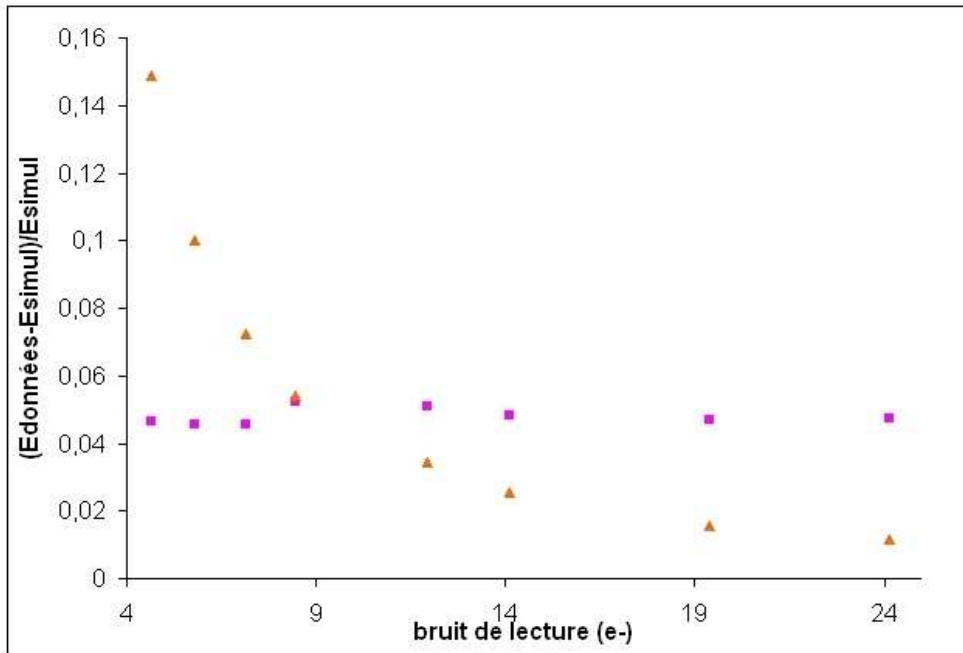


FIG. VI.20 – *Ecart relatif entre les résultats de la simulation et ceux issus des données prises avec le détecteur H2RG 40 pour chacune des méthodes. Les carrées sont les résultats pour la méthode matricielle, les triangles pour la méthode analytique.*

Le traitement analytique ne tient pas compte de tous les effets présents dans les données mais cet effet reste faible (environ 0.1 electrons).

Cet effet peut être expliqué par le bruit en $1/f$. En effet, dans la simulation développée, cette composante de bruit n'a pas été prise en compte. En revanche, ce bruit existe dans les données prises avec le détecteur.

La méthode analytique, en considérant l'ensemble des acquisitions, peut être plus sensible aux dérives de signal (causés par le bruit en $1/f$) que la méthode matricielle (basée sur les différences entre acquisitions).

Ainsi, dans la figure VI.20, la systématique observée pour la méthode analytique pourrait être due au bruit $1/f$ absent de la simulation mais présent dans les données. Avec la méthode matricielle, moins sensible au bruit $1/f$, l'écart entre la simulation et les données est constant.

7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé la nécessité pour le spectrographe de prendre des longs temps d'exposition par pose et de diminuer le bruit de lecture. Pendant ces longues intégrations, le rayonnement cosmique va interagir sur les détecteurs du spectrographe. Le mode de lecture choisi doit donc à la fois diminuer le bruit de lecture (pour minimiser le temps de pose) et détecter le rayonnement cosmique. C'est donc un mode mixte Fowler(N) et up the ramp.

Nous avons montré une méthode de calcul de bruit de lecture dans ce mode en utilisant toute l'information temporelle, c'est à dire que nous avons utilisé tous les paquets présents pendant le temps total d'acquisition. Cela permet de réduire encore plus le bruit de lecture en négligeant en particulier les effets du courant d'obscurité. La performance d'un bruit de lecture de 4 électrons a été obtenue pour un Fowler(240).

Un traitement matriciel et un traitement analytique du calcul du flux et de l'incertitude associée dans le mode up the ramp a été développé. Nous avons simulé des images dans une acquisition up the ramp. Les équations développées ont été validées par cette simulation. Des données sans flux réalisées sur le détecteur H2RG 40 ont permis de valider les deux méthodes de traitement. Ces résultats ont montré une incertitude moyenne sur le flux de 1 électron pour une valeur de 4 électrons de bruit de lecture et la présence d'une faible systématique dans la méthode analytique. Celle-ci est certainement due au bruit en $1/f$.

Pour mieux valider ces résultats et étudier la présence de systématique, il faudrait augmenter la statistique en réalisant d'autres mesures avec des temps de pose plus long.

Egalement, pour être complète, la simulation développée devrait tenir compte du bruit $1/f$ et simuler l'ensemble des acquisition Fowler(N) et up the ramp.

Nous allons maintenant utiliser la méthode analytique pour évaluer l'impact du rayonnement cosmique avec le mode optimisé sur les performances du spectrographe.

Chapitre VII

Impact des cosmiques sur les performances finales du spectrographe dans l'infrarouge

Sommaire

1	Spectre du rayonnement incident	124
2	Simulation de rayonnement cosmique sur un détecteur infrarouge	125
3	Détection des cosmiques	127
4	Extraction du signal et de son incertitude	131
5	Régime d'acquisition	133
6	Dégradation du rapport signal sur bruit (SNR) avec les cosmiques	135
7	Impact sur la mesure du spectre des supernova	137
8	Conclusion	138

Dans le chapitre précédent VI nous avons vu l'importance des longs temps de pose en infrarouge dans le spectrographe. A cause de ces longs temps de pose, dans l'espace, le satellite et donc le spectrographe va être soumis à un rayonnement cosmique intense. Ce rayonnement va toucher les détecteurs infrarouges utilisés et pendant une acquisition altérer le signal reçu. Le mode de lecture up the ramp permet de détecter ce rayonnement. Les méthodes de calcul de flux et d'incertitude dans ce mode de lecture ont été définies dans le chapitre VI. Dans ce chapitre, j'utiliserai la méthode analytique pour étudier l'impact du rayonnement cosmique sur les performances du spectrographe. Je commencerai d'abord par décrire le rayonnement cosmique puis une simulation d'impact de ce rayonnement sur un détecteur infrarouge. J'exposerai ensuite la méthode de détection de cosmique la plus efficace dans une acquisition mixte, up the ramp et Fowler(N). Cette méthode, appliquée sur les données simulées, me permettra d'évaluer les performances du spectrographe soumis au rayonnement cosmique.

1 Spectre du rayonnement incident

Le point d'observation du satellite SNAP est le point L2 (point de Lagrange 2), situé à 1.5 million de kilomètres de la terre dans la direction opposée au soleil. Il sera donc soumis au rayonnement cosmique.

Le flux des différentes particules au dessus de l'atmosphère est donné sur la figure VII.1 [49]. Celui-ci est principalement constitué d'hydrogène. Nous allons donc considérer un rayonnement cosmique constitué de proton, avec un nombre d'événement au point L2 de $5 / \text{cm}^2 / \text{s}$ [11]. Ce rayonnement va, au contact du satellite, engendrer plusieurs gerbes.

Au niveau du détecteur, les particules issues de ces gerbes peuvent interagir avec la partie active et créer un signal qui va fausser l'estimation du signal provenant de l'objet observé.

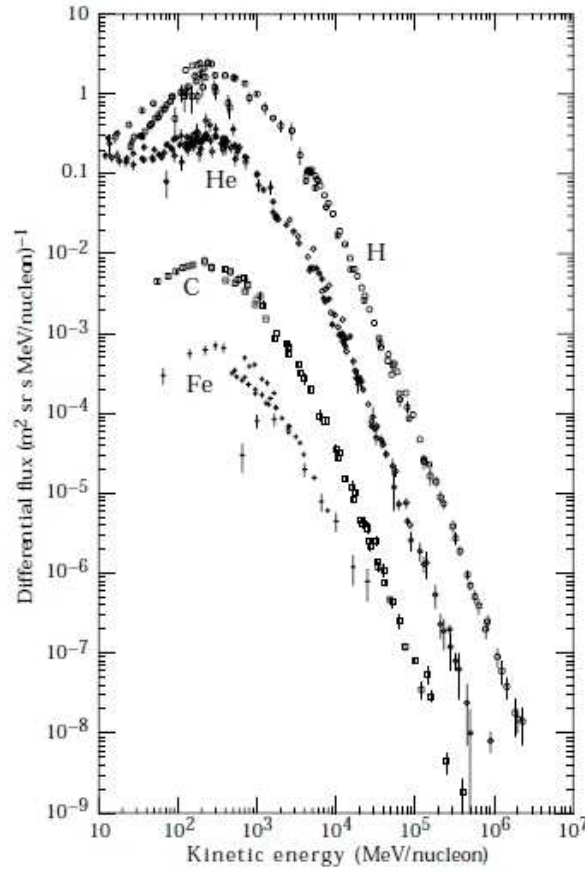


FIG. VII.1 – Flux des différentes particules au dessus de l'atmosphère. Le flux majoritaire est constitué d'hydrogène ([49])

2 Simulation de rayonnement cosmique sur un détecteur infrarouge

2.1 Rayonnement cosmique

Nous avons considéré uniquement un rayonnement constitué de protons. Le flux de proton incident en fonction de l'énergie est donné sur la figure VII.2. Son maximum est autour d'une énergie de 3 Gev. Le rayonnement considéré est isotrope et le nombre d'événements est de $5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [11].

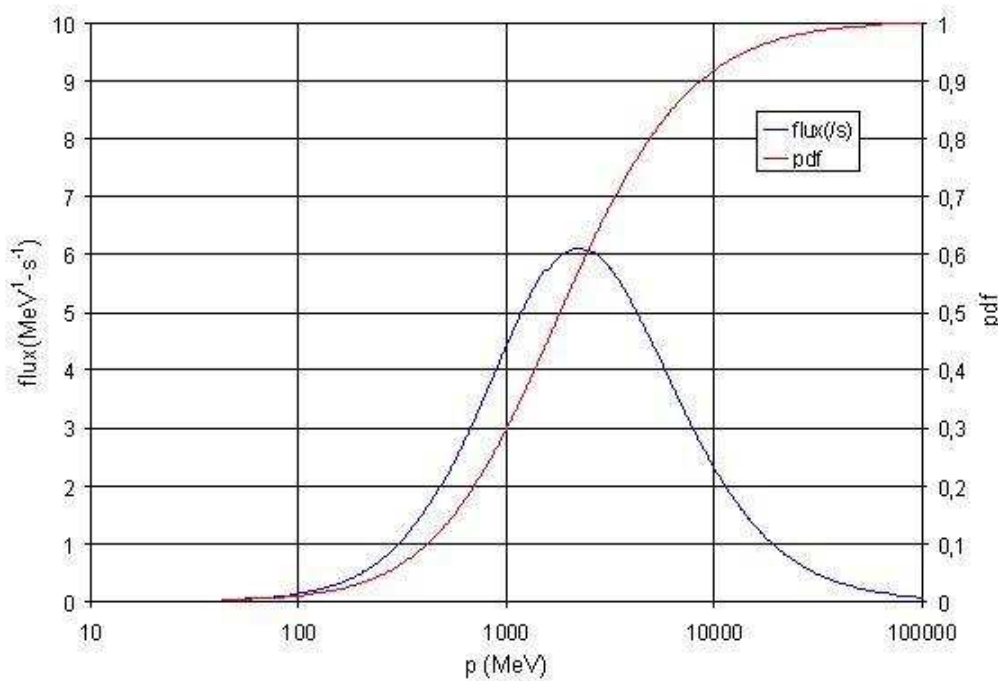


FIG. VII.2 – Flux de proton en fonction de l'énergie

2.2 Interaction du rayonnement avec le détecteur

Pour arrêter le flux incident, on met en général autour du détecteur un blindage dont l'épaisseur permet de diminuer le rayonnement incident. Des gerbes secondaires vont donc être créées par ce blindage.

Nous avons considéré que le détecteur se trouve derrière un blindage en aluminium de 30mm d'épaisseur et va donc recevoir le rayonnement secondaire créé par le flux de protons incident.

Nous avons estimé que chacune des particules du rayonnement secondaire est à son minimum d'ionisation. Ainsi nous pouvons calculer avec la formule de Bethe-Block, pour chacune des particules la quantité d'énergie déposée dans la couche active du détecteur. Nous avons considéré un détecteur dont la couche active en HgCdTe mesure $10 \mu\text{m}$.

Lorsqu'une particule du rayonnement secondaire interagit sur le détecteur infrarouge, elle

va déposer des charges le long de son parcours. Si ces charges sont créées dans la zone active, celles-ci vont être lues par le multiplexeur et un signal va apparaître. L'énergie ϵ nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans la partie active en HgCdTe du détecteur est donnée par [3] :

$$\epsilon = 2.73Eg + 0.55 \quad (\text{VII.1})$$

Avec $Eg = \frac{hc}{\lambda} = 0.7\text{eV}$ l'énergie de bande interdite reliée à la longueur d'onde de coupure du détecteur $\lambda = 1.7\mu\text{m}$. Ainsi, l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou dans le HgCdTe est de $\epsilon = 2.44\text{ eV}$. Le signal généré par ces charges va perturber la mesure du flux incident et les propriétés du pixel lui même (même après le passage du rayon). En effet, une grande quantité de charge déposée dans la partie active peut créer une persistance. Ce phénomène peut durer quelques secondes à quelques minutes après le passage du rayonnement cosmique. L'effet de la persistance est de rendre non linéaire l'accumulation de charge juste après le passage du rayonnement cosmique. Dans cette étude nous avons pris l'hypothèse que la persistance est faible et peut être ignorée.

Une particule qui touche un pixel peut également diffuser des charges avec les pixels voisins. La diffusion peut se faire dans la partie active ou dans le multiplexeur. Lors de diffusion, la quantité de charges reçu par le pixel voisin est assez faible, la détection de cette quantité de charge du au cosmique incident sera donc difficile à détecter. Ce phénomène augmente le nombre de pixel touchés par des charges provenant du rayonnement cosmique. La diffusion a été mesurée sur des détecteurs H2RG [10] et les résultats ont montrés une longueur de diffusion de charge de $1.7\mu\text{m}$.

2.3 Simulation d'acquisitions avec rayonnement cosmique

Afin de simuler l'environnement auquel sont soumis les systèmes spatiaux. L'Agence Spatiale Européenne (E.S.A) a développé un programme de simulation, le programme SPENVIS (Space Environment Information System).

Cette simulation permet de générer des milliers d'images touchées par des cosmiques avec un temps total d'intégration donné et une fréquence de lecture donnée. Nous avons choisi une fréquence d'acquisition de 10s et une région de 500 par 500 pixels. Dans la simulation, un pixel peut être touché par un ou plusieurs cosmiques ou subir de la diffusion de la part des pixels voisins. Les effets des capacités inter-pixel n'ont pas été insérés dans la simulation. Elle ne prend pas en compte non plus les effets du rayonnement cosmique sur l'électronique de lecture du pixel.

Un exemple d'image donnée par la simulation de rayonnement cosmique au bout de 10000 secondes de temps total d'intégration (ce qui représente 1000 images toutes les 10 secondes), sans flux de photon incident est donné sur la figure VII.3. Chacun des points bleus représente l'effet d'un cosmique sur le détecteur. Nous pouvons remarquer que le rayonnement incident est isotrope par rapport au détecteur et peut donc créer des traces sur plusieurs pixels.

Nous pouvons par exemple à partir des images simulées estimer la probabilité d'interaction des cosmiques avec les pixels. Celle-ci dépend du temps d'acquisition et de la taille des pixels. Grâce aux images simulées, nous avons pour différent temps d'intégration évalué cette probabilité. Ces résultats sont montrés sur la figure VII.4. Pour 1000s de temps total d'intégration, la probabilité de pixels touchés par des cosmiques est de 6 %, elle monte à 45 % pour 10000s de temps total d'intégration.

Au bout de 1000s, 5% des pixels sont touchés par un cosmique. En revanche, au bout de

10000s, 31% des pixels sont touchés par cosmique et 9% par deux cosmiques. Les probabilités diminuent ensuite pour atteindre 0.005 % pour six interactions de cosmiques avec un pixel.

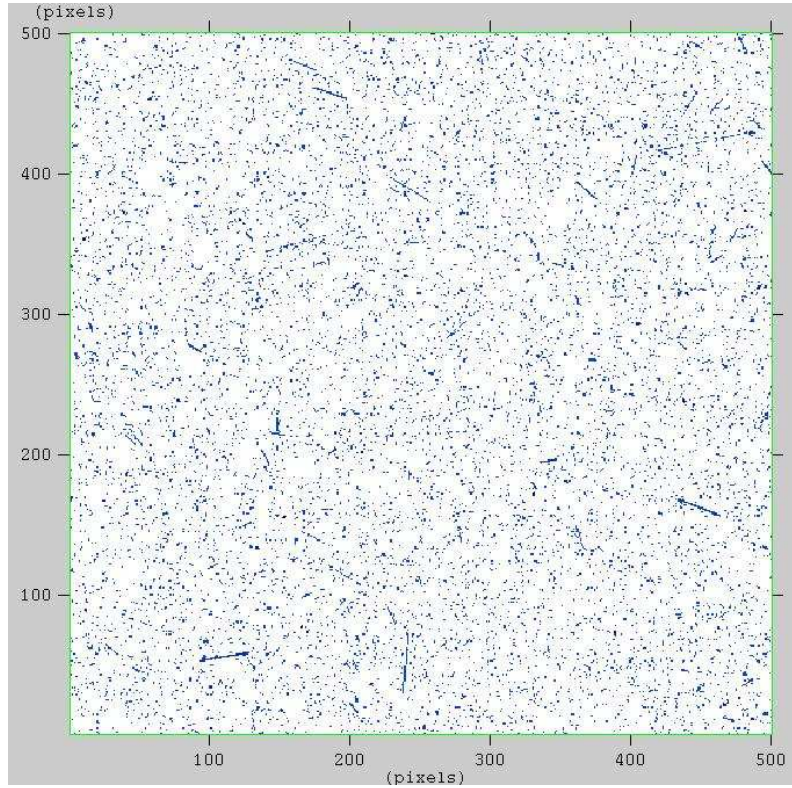


FIG. VII.3 – Exemple d'image en échelle logarithmique sans flux au bout de 10000s d'exposition au rayonnement cosmique

Nous pouvons aussi quantifier les dépôts d'électrons laissés par chacune des interactions avec le détecteur. La figure VII.5 donne le nombre d'électrons déposés par le rayonnement cosmique au bout de 1000s et 10000s de temps d'exposition. Nous pouvons remarquer dans cet histogramme le pic de charges autour de quelques milliers d'électrons correspondant à l'interaction des rayons cosmique de 3GeV avec le détecteur. Nous pouvons également noter qu'une grande majorité des dépôts est entre 1 et quelques milliers d'électrons. Les faibles dépôts (inférieurs à 50 électrons) seront difficiles à détecter lors d'acquisition avec un faible flux incident et fort bruit de lecture. Ils dégraderont donc le signal observé. Pour pouvoir faire de long temps de pose, nous devons donc trouver une méthode efficace permettant de détecter le passage d'un ou plusieurs cosmiques puis de calculer correctement le signal de l'objet observé.

3 Detection des cosmiques

Nous avons vu dans le chapitre VI (figure III.8) que l'on peut utiliser le mode d'acquisition up the ramp pour détecter des cosmiques. Dans cette section, j'exposerai d'abord le

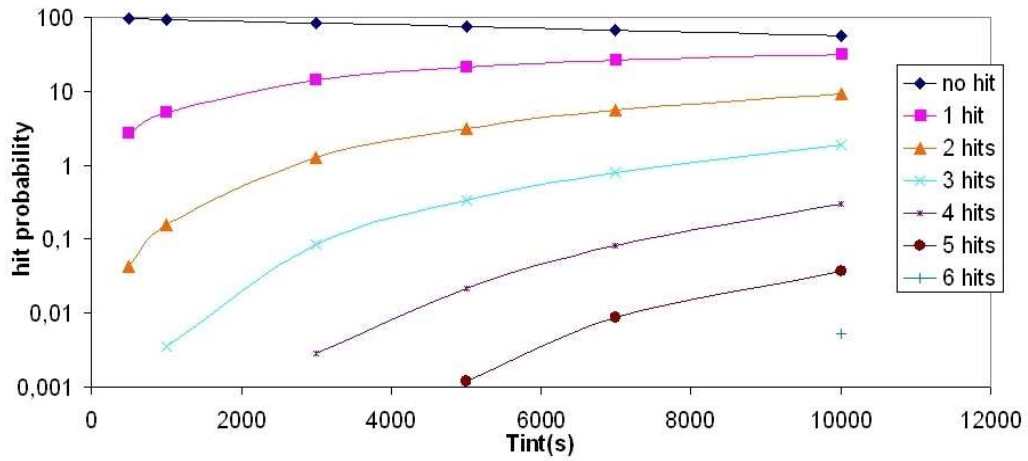


FIG. VII.4 – Probabilité d'interaction des cosmiques avec les pixels selon le temps total d'acquisition.

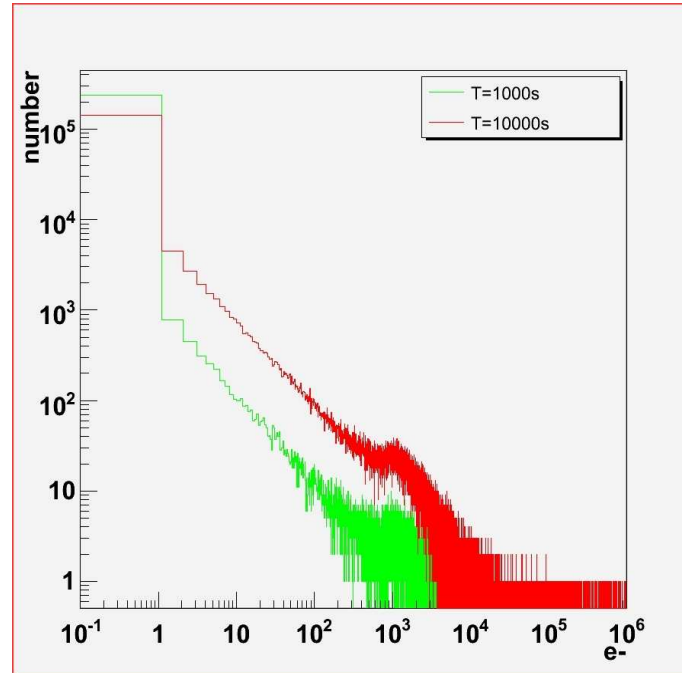


FIG. VII.5 – Distribution de la quantité de charges enregistrée par le détecteur pour une simulation d'exposition au rayonnement cosmique de 1000s et 10000s sans flux incident.

principe de détection de cosmique dans ce mode d'acquisition puis j'exposerai la méthode utilisée pour détecter le maximum de cosmique.

3.1 Principe de détection

Un cosmique qui interagit avec le détecteur va déposer des électrons. Pour un pixel, dans la séquence up the ramp, ce dépôt va créer un "saut" entre deux acquisitions successives. La figure VII.6 représente l'évolution du signal pour un pixel avec l'impact d'un cosmique. On cherche donc à détecter le cosmique qui a touché le pixel entre les acquisitions 5 et 6.

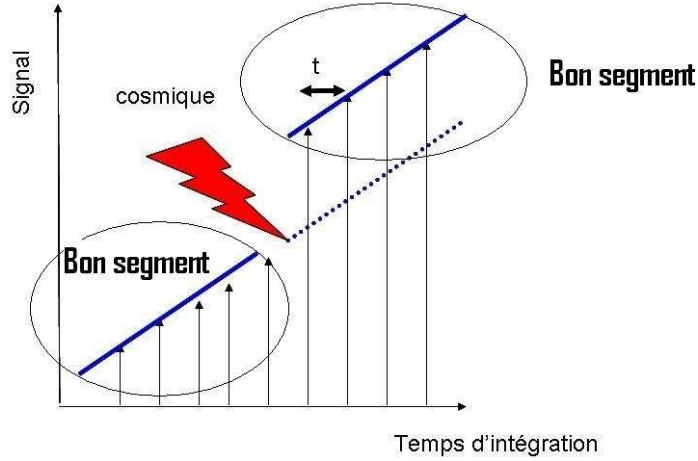


FIG. VII.6 – Schéma d'une acquisition up the ramp avec l'impact d'un cosmique pour un pixel avec chacun des bons segments détectés sans cosmique

La méthode de détection est itérative et repose sur la distribution des pentes locales, c'est à dire la différence de signal entre deux acquisitions successives pour un même pixel. La distribution de ces pentes locales possède une valeur moyenne m et une certaine largeur "rms". Lorsqu'une pente locale est détectée comme étant supérieure au seuil S fixé par

$$S = m + q.rms$$

q étant un paramètre à fixer, cette pente locale (différence entre deux images consécutives) est enlevée de la distribution. Nous obtenons donc une nouvelle distribution avec une nouvelle moyenne et largeur donc un nouveau seuil de détection. Un schéma de cet algorithme de détection est représenté sur la figure VII.7. La qualité de détection dépend donc du paramètre q que l'on doit déterminer.

Avec cette méthode nous pouvons détecter des ensembles d'acquisitions (ou bons segments) où aucun cosmique n'a été détecté. Dans l'exemple de la figure VII.6 deux bons segments ont été détectés. Ces bon segments vont être gardés pour calculer sur chacun d'eux la pente et son incertitude.

3.2 Efficacité de détection

Nous allons chercher ici le paramètre q permettant à notre algorithme de détection d'être optimal.

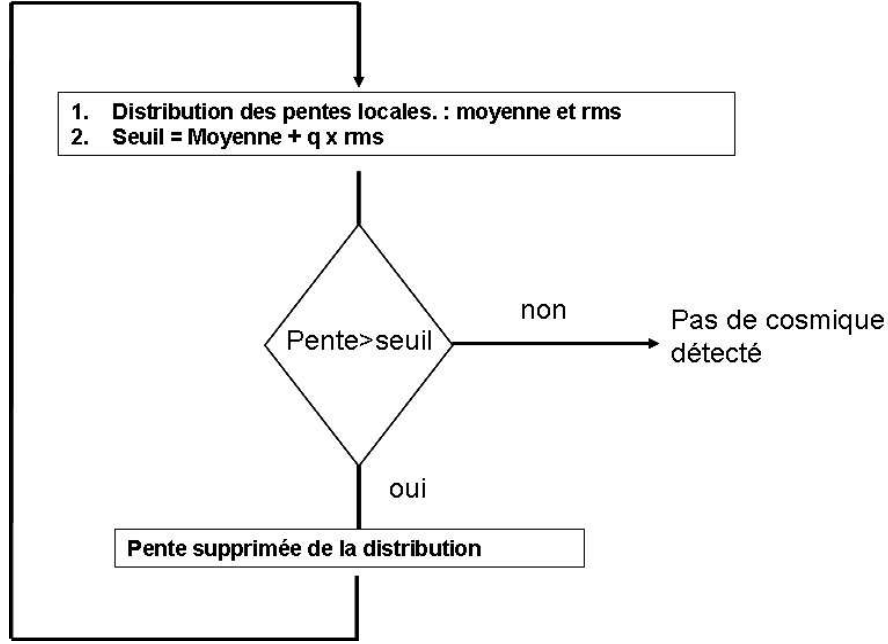


FIG. VII.7 – Schéma de l’algorithme de détection d’un cosmique dans la distribution des pentes locales.

L’algorithme peut détecter par exemple des cosmiques mais aussi une fluctuation de signal un peu trop forte (du au bruit de lecture du détecteur avec de bas flux incidents). L’algorithme le plus performant est donc celui qui détecte le plus de cosmique et le moins de fluctuations du signal (ou fausse détection). Le nombre total de cosmique détecté contient donc des ”faux” cosmiques et des ”vrais” cosmiques. Nous définissons donc l’efficacité de détection ϵ comme étant :

$$\epsilon = \frac{Nb_{\text{vrai cosmiques detectes}}}{Nb_{\text{total de vrai cosmiques}}} \quad (\text{VII.2})$$

Avec $Nb_{\text{total de vrai cosmiques}}$ le nombre total de cosmique générés initialement dans la simulation. Nous définissons également la pureté p de détection :

$$p = \frac{Nb_{\text{vrai cosmiques detectes}}}{Nb_{\text{total de cosmique detectes}}} \quad (\text{VII.3})$$

Nous nous intéressons plutôt à l’impureté définie comme :

$$1 - p = \frac{Nb_{\text{faux cosmiques detectes}}}{Nb_{\text{total de cosmique detectes}}} \quad (\text{VII.4})$$

Nous voulons une efficacité de détection la plus grande possible et une impureté la plus faible possible. Avec les images d’impact de cosmiques simulées précédemment nous pouvons ajuster l’algorithme de détection. L’évolution de ces deux paramètres avec la valeur de q est donnée dans la figure VII.8 pour un temps total d’exposition T de 10000s et une image toute les 10 secondes. Par exemple, pour $q=3$, l’efficacité de détection est proche de sa

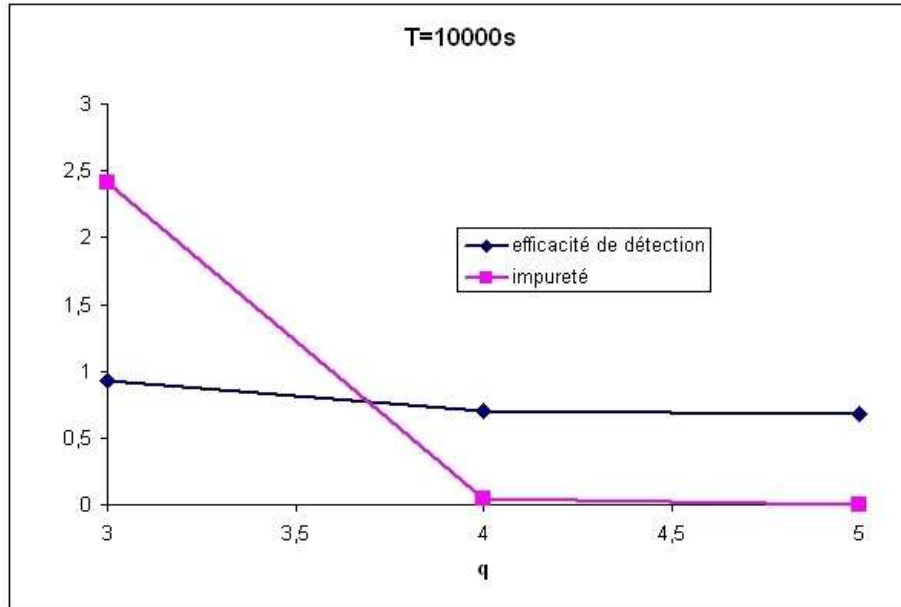


FIG. VII.8 – Efficacité et impureté de détection en fonction du paramètre q

valeur maximale (1), mais l'impureté est de 2.5, c'est-à-dire que l'algorithme a détecté 2.5 fois plus de cosmique que le nombre généré dans la simulation.

La meilleur efficacité et l'impureté la plus faible sont obtenus pour un paramètre de seuil de $q = 4$. C'est cette valeur que nous allons prendre par la suite. Cette valeur est aussi la même pour des temps total d'exposition de 3000s ou 5000s.

Nous avons donc une simulation réaliste des interactions du rayonnement cosmique sur un détecteur infrarouge. Une simulation d'acquisition up the ramp, une méthode de détection de cosmique ainsi que le calcul analytique du flux et d'incertitude (chapitre VI) ont été développés. Nous allons donc maintenant évaluer avec ces outils l'impact du rayonnement cosmique sur les performances du spectrographe de SNAP dans le mode de lecture optimisé.

4 Extraction du signal et de son incertitude

Avec la simulation d'acquisition en mode up the ramp développée dans la section 4 du chapitre VI nous pouvons coupler la simulation de rayonnement cosmique sur un détecteur infrarouge. Nous obtenons une simulation d'acquisition up the ramp dans laquelle nous pouvons ajouter le rayonnement cosmique.

Dans cette section, j'exposerai la méthode de calcul du signal et de l'incertitude à partir des bons segments détectés sans cosmiques.

Pour chaque pixel, nous allons appliquer l'algorithme de détection des cosmiques (définie dans la section 3) pour déterminer chaque segment sans cosmique. Nous calculons ensuite le flux et son incertitude sur chacun des bon segments avec la méthode analytique décrite

dans le chapitre VI.

Le flux et l'incertitude finale sont calculés en combinant les flux et les incertitudes sur chacun des bon segments. En effet, des études sur l'instrument NICMOS (Fig.VII.9 [41]) ont montré que soustraire le signal provenant du cosmique et calculer ensuite le flux sur le segment entier diminue la valeur du flux calculé.

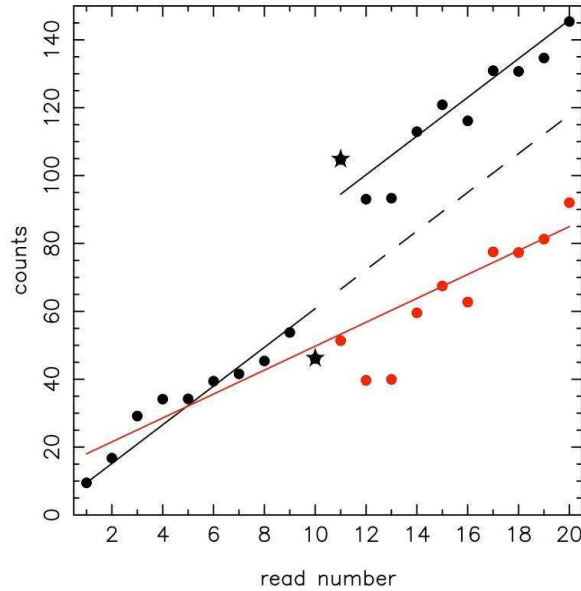


FIG. VII.9 – La courbe en rouge montre l'erreur faite lorsque l'on soustrait le signal du au cosmique puis que l'on calcul la pente. La meilleur méthode est de combiner les pentes de deux bon segments (courbe noire)

L'opération de combinaison consiste à effectuer une moyenne des pentes pondérée par leurs incertitudes respectives.

La figure VII.10 montre pour un pixel un exemple d'une simulation d'acquisition up the ramp avec l'impact d'un cosmique. Le flux incident est de 0.1 e/pxl/s (correspondant au flux du haut de la raie du silicium située à un décalage spectral de 1.2), le bruit de lecture de 18 électrons (proche du bruit de lecture obtenu pour un Fowler(1) donné dans la figure VI.16 du chapitre VI) et un temps total d'acquisition de 10000s. Le flux retrouvé après détection du cosmique et combinaison sur les deux bons segments est de $0.097 \pm 0.003 \text{ e/pxl/s}$.

La valeur du flux retrouvé et son incertitude dépend du flux incident et du nombre de cosmiques présents. En effet, le rayonnement cosmique dégrade le signal car l'on perd l'information du signal observé à ce moment de l'acquisition et la dégradation est d'autant plus forte que le flux incident est faible. Lorsque le flux incident est faible l'effet du bruit de lecture est aussi important ce qui affecte la qualité du signal reconstruit. Nous allons donc étudier les régimes d'acquisitions, c'est à dire si nous sommes dominés par le flux incident ou par le bruit de lecture.

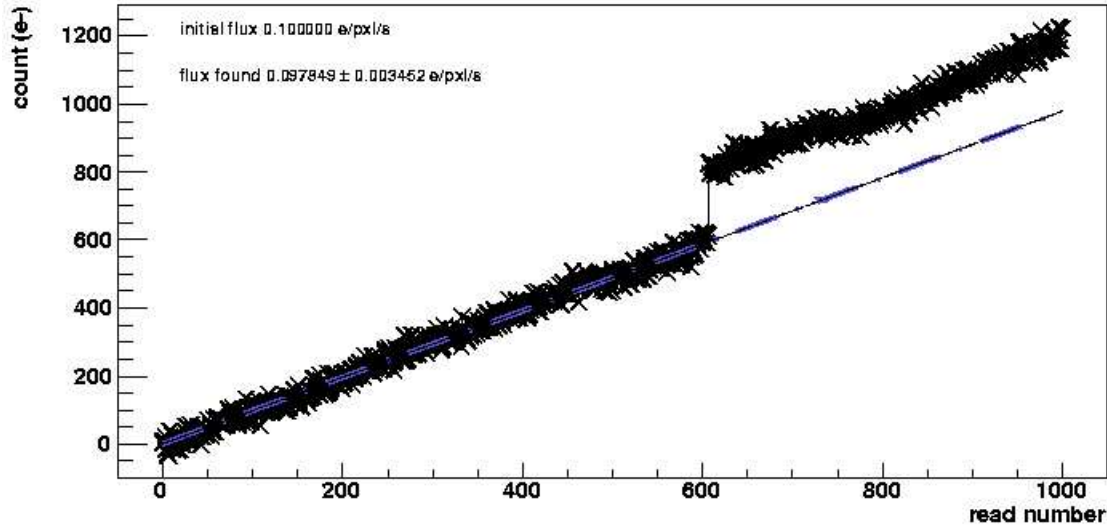


FIG. VII.10 – Exemple d’une acquisition up the ramp avec l’impact d’un cosmique.
Après détection du cosmique, le flux final et son incertitude est de 0.097 ± 0.003
e/pxl/s. La droite bleue possède une pente de 0.097 e/pxl/s.

5 Régime d’acquisition

Selon le flux reçu par le détecteur, le temps de pose et le bruit de lecture nous serons soit dans un régime dominé par le bruit de Poisson soit dominé par le bruit de lecture. L’expression de l’incertitude (équation VI.11) déterminée dans le chapitre VI contient un terme de bruit de Poisson P et un terme de bruit de lecture L ,

$$P = \frac{6m(M^2 + 1)}{5(M^2 - 1)t}$$

$$L = \frac{12M\sigma_{read}^2}{(M^2 - 1)t^2}$$

Avec m la pente calculée, M le nombre d’acquisitions dans la séquence up the ramp, σ_{read} le bruit de lecture (comme définie dans la section 3.1 du chapitre VI) et t le temps d’exposition par pose.

Pour une bonne mesure de la pente m , nous avons intérêt à diminuer la valeur du terme L . Nous pouvons donc diminuer la valeur de σ_{read} ou augmenter la valeur de M et celle de t . L’ordre de grandeur des flux que l’on veut mesurer a été donné dans la figure II.2, il varie de 10 e/pxl/s pour une supernova située à un décalage spectral de 0.1 à 0.007 e/pxl/s pour une supernova située à un décalage spectral de 1.7.

Dans cette partie je considérerai un bruit de lecture de 8 électrons par acquisition du up the ramp, cela n’enlève rien à la généralité de l’étude.

Ainsi, avec un bruit de lecture de 8e- calculons le temps d’exposition par pose t , pour que le terme de Poisson P soit dix fois plus élevé que le terme de bruit de lecture L (Fig. VII.11). Nous observons sur la courbe bleue que pour un flux de 0.008 e/pxl/s, temps

d'exposition par pose doit être de 9000s. Inversement, pour de haut flux (0.1 e/pxl/s), le temps d'exposition par pose doit être de 2000s.

En contrepartie plus le temps total d'intégration est élevé, plus le nombre de pixel touchés par des cosmiques augmente ce qui dégrade le signal. La courbe rouge montre l'augmentation du pourcentage de pixels touchés par des cosmiques en fonction du temps d'exposition par pose. Pour un temps de pose de 9000s, 40 % des pixels seront touchés par des cosmiques.

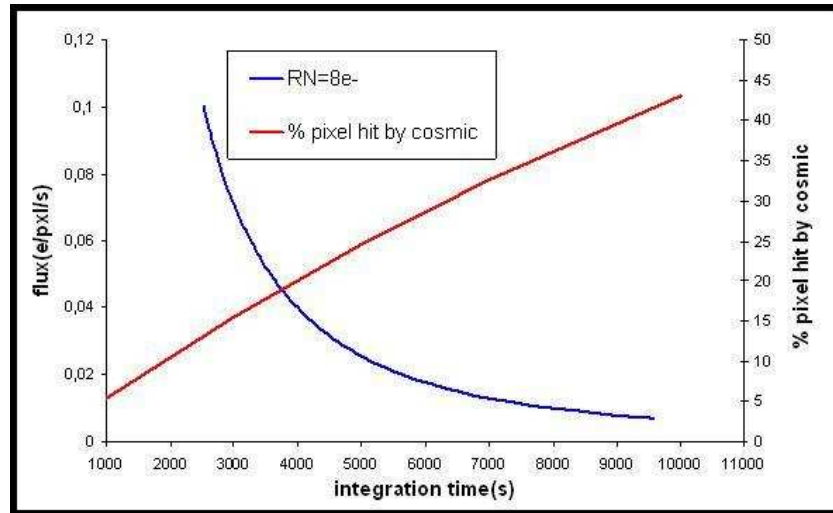


FIG. VII.11 – La courbe bleue montre le flux lorsque le bruit de Poisson vaut dix fois le bruit de lecture en fonction du temps d'intégration. Nous sommes dominés par le bruit de Poisson dans la région située à droite de cette courbe. Celle en rouge montre l'augmentation avec le bruit de lecture du nombre de pixel touchés par un cosmique.

Ainsi, pour de faible flux nous devons intégrer très longtemps pour ne pas être dominé par le bruit de lecture mais on sera alors amené à découper le temps de pose total en au moins deux segments à cause des cosmiques qui dégradent l'information. On peut alors se demander si l'on gagne à prendre n poses plus petites (Fig.VII.12).

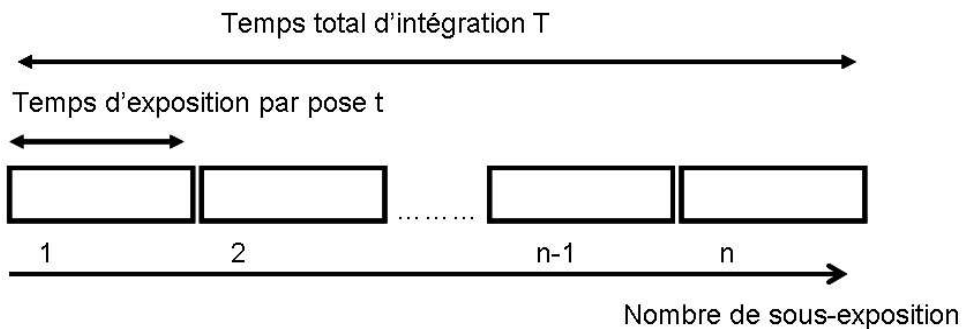


FIG. VII.12 – Décomposition du temps total d'intégration T en n sous-exposition de temps d'exposition t : $T = n.t$

Il faut donc chercher un compromis entre la dégradation causée par les cosmiques et le maximum de flux reçu en une pose (ce qui améliore la détermination de la pente). C'est ce que allons déterminer maintenant.

6 Dégradation du rapport signal sur bruit (SNR) avec les cosmiques

Dans cette section nous allons étudier la dégradation du signal due aux cosmiques. Celle-ci est exprimée par l'intermédiaire du rapport signal sur bruit (SNR). Nous allons observer l'évolution de ce SNR avec le temps d'exposition par pose et le bruit de lecture.

6.1 Rapport signal sur bruit

On va définir, à partir du SNR, un critère permettant de quantifier la dégradation du au cosmique. Le rapport signal sur bruit se définit comme étant :

$$SNR = \frac{S}{\sigma_S}$$

La simulation permet pour chacun des pixels de déterminer le signal acquis et son incertitude avec et sans cosmique. Nous pouvons calculer sur les 500*500 pixels, la valeur moyenne S du signal retrouvé et son incertitude σ_S . Nous choisissons une temps total d'intégration T de 10000s. Celui-ci peut être obtenu en posant, 10*1000s, 3*3000s ou 2*5000s. La figure VII.12 montre le découpage du temps total d'intégration $T=10000s$ en n pose individuel de temps de pose t . La valeur de n est donc de 1, 2, 3 ou 10 pour un temps d'exposition par pose de 10000s, 5000s, 3000s ou 1000s (pour chaque temps d'exposition par pose la fréquence d'acquisition est de 10s).

Nous allons utiliser ce SNR pour comparer l'impact du rayonnement cosmique lorsque le temps d'exposition par pose est de 10*1000s, 3*3000s, 2*5000s ou 1*10000s. Ainsi, nous pouvons définir :

- un rapport signal sur bruit dit "vrai" (SNR_{vrai}), sans cosmique obtenu pour un temps total d'intégration de 10000s

$$SNR_{vrai} = \frac{S_{10000s \text{ sans cosmique}}}{\sigma_{S_{10000s \text{ sans cosmique}}}}$$

avec $S_{10000s \text{ sans cosmique}}$ le signal acquis au bout de 10000s de temps total d'intégration sans cosmique et $\sigma_{S_{10000s \text{ sans cosmique}}}$ son incertitude calculée avec la méthode analytique.

- un rapport signal sur bruit retrouvé ($SNR_{retrouve}$) avec cosmique obtenu au bout de 1*10000s, 10*1000s, 3*3000s, ou 2*5000s

$$SNR_{retrouve} = \frac{n * S_{\text{pendant } t \text{ avec cosmique}}}{\sqrt{n} \sigma_{S_{\text{pendant } t \text{ avec cosmique}}}}$$

avec $S_{\text{pendant } t \text{ avec cosmique}}$ le signal obtenu au bout d'un temps de pose individuel t avec cosmique et $\sigma_{S_{\text{pendant } t \text{ sans cosmique}}}$ son incertitude. La valeur n prend les valeurs de 1,2,3 ou 10 pour des temps d'exposition par pose de 10000s, 5000s, 3000s ou 1000s (respectivement).

L'efficacité de détection et les incertitudes sur les flux seront différents selon les temps d'exposition par pose. En se ramenant à un temps total de 10000s nous pouvons comparer les effets des cosmiques et des régimes d'acquisition (Poissonien ou non).

Nous pouvons maintenant comparer le rapport signal sur bruit retrouvé avec celui dit "vrai" afin de quantifier la dégradation due aux rayonnement cosmique.

$$perte = \frac{SNR_{retrouve}}{SNR_{vrai}}$$

6.2 Dégradation du SNR avec le temps de pose

Nous avons représenté la perte dans le cas d'un bruit de lecture de 8e- (Fig.VII.13). Nous observons différents comportements des courbes. Entre 1*10000s et 3*3000s, la dégradation est assez constante, pour 10*1000s on observe une dégradation bien plus forte. Ces deux comportements proviennent du régime de flux dans lequel on se trouve. Le graphique VII.11 nous permet de déterminer, pour le bruit de lecture donné, et pour un temps de pose donné si le détecteur sera dominé par le bruit de Poisson ou le bruit de lecture. Dans cet exemple, à partir de 3*3000s jusqu'à 1*10000s, nous sommes dominé par le bruit de Poisson, la dégradation est faible et évolue peu avec le temps d'exposition. En revanche, pour 10*1000s, le bruit de lecture intervient de manière non négligeable dans le calcul de l'incertitude. Ce bruit de lecture va dégrader le rapport signal sur bruit. Pour l'exemple des flux choisis, la dégradation est minimale à partir de 3*3000s.

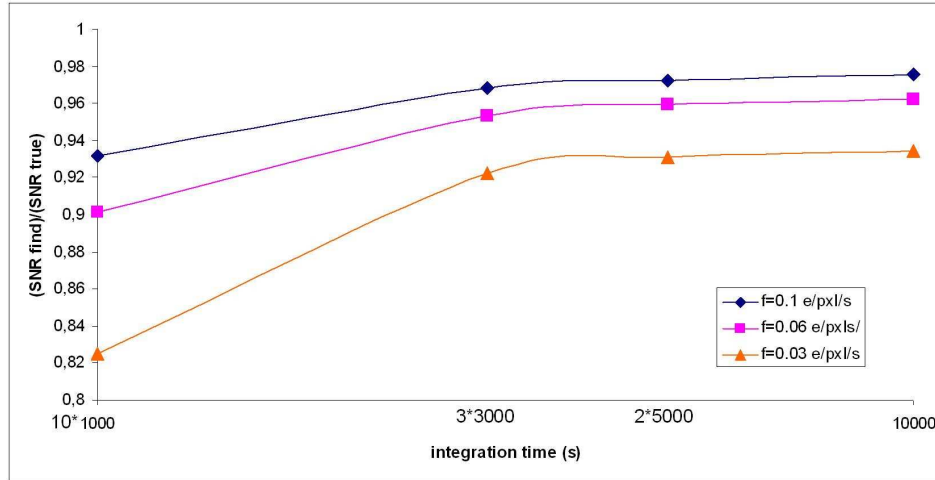


FIG. VII.13 – Evolution de la dégradation avec le temps d'exposition. On distingue à partir de 3*3000s, le changement de régime. Avant, nous sommes dominés par le bruit de lecture après par le bruit de Poisson

6.3 Dégradation du SNR selon le bruit de lecture

Observons maintenant l'évolution de la perte avec le bruit de lecture du détecteur. La figure VII.14 représente l'évolution de la dégradation avec le bruit de lecture. On observe

deux familles de courbes sur cette figure. Une constituée des temps de pose de 3×3000 s à 1×10000 s et l'autre est la courbe pour 10×1000 s. Cette distinction visible quelque soit le bruit de lecture témoigne de l'effet non négligeable du bruit de lecture pour un temps d'exposition de 10×1000 s. L'augmentation du bruit de lecture crée une dégradation plus forte pour un temps d'exposition de 10×1000 s que pour les autres temps d'exposition.

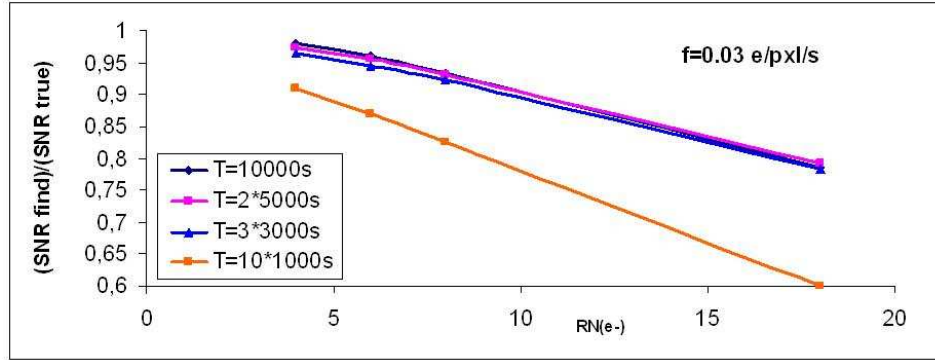


FIG. VII.14 – Evolution de la dégradation avec le bruit de lecture. On remarque les deux familles de courbes traduisant l'impact fort du bruit de lecture pour $T = 10 \times 1000$ s.

Ces deux familles de courbes sont également visibles pour des flux incidents de 0.1 e/pxl/s et 0.06 e/pxl/s . Même avec un faible bruit de lecture de $4e^-$, poser 10×1000 s crée une perte plus importante que 3×3000 s (environ 5% d'écart). Quelque soit le bruit de lecture et le flux, afin de diminuer les pertes, nous allons donc préférer poser plus de 3×3000 s.

7 Impact sur la mesure du spectre des supernova

Nous allons regarder comment cette dégradation impact la mesure du spectre d'un supernova de type Ia. Pour cela, nous allons comme précédemment (dans le chapitre II) nous intéresser à la raie du silicium située à une longueur d'onde de 6100 \AA (à $z = 0$).

Le flux du haut de la raie de silicium à détecter diminue avec le décalage spectral (comme montré dans la figure II.2 du chapitre II). Ce flux est un flux minimum de l'ensemble du spectre de la supernova. Les pertes sont moins fortes quand le flux est plus élevé. Ainsi, les contraintes trouvées seront donc les plus fortes de tout le spectre de la supernova.

La figure VII.15 montre l'évolution de la perte avec le bruit de lecture du détecteur pour différents décalages spectraux (z). Nous nous sommes placés dans le cas dominé par le flux incident, c'est à dire à partir d'un temps d'intégration de 3×3000 s. Cette courbe permet d'établir une correspondance entre le bruit de lecture du détecteur et la limite de décalage spectral que l'on peut atteindre.

Nous allons commencer par étudier un cas simple. Dans le cas d'une perte de 8 % pour un SNR de 20 (SNR donné pour le haut de la raie du silicium à $z = 1.7$), nous obtenons un SNR de 20 ± 1.6 . Une perte de 8% avec un bruit de lecture de 8 électrons permet d'observer des supernova jusqu'à un décalage spectral de 1.7. Ce résultat montre que la méthode développée possède une bonne efficacité.

Cependant, une dégradation sur le SNR de 8% implique un ré-ajustement du temps total d'intégration. Le temps total d'intégration évolue comme le carré du SNR (l'évolution du SNR avec le temps total d'intégration est donné dans l'équation VI.3 du chapitre VI). Pour tenir compte de cette dégradation, le temps total d'intégration devra être augmenté de 16%. Cette augmentation peut être trop importante.

Si nous voulons contrôler le SNR avec une valeur de 20 ± 1 cela correspond à une perte de 5%. Pour observer des supernovae jusqu'à un décalage spectral de 1.7, le bruit de lecture du détecteur devra donc être inférieur à 5 électrons. L'augmentation du temps total d'intégration sera de 10%. Pour une supernova située à un décalage spectral de 1.5, le temps total d'intégration est de environ 8 heures (figure VI.3 du chapitre VI). Il faudra donc prendre une marge sur le temps total d'intégration de 1 heure. Cette marge reste faible et est acceptable compte tenue du temps total de la mission.

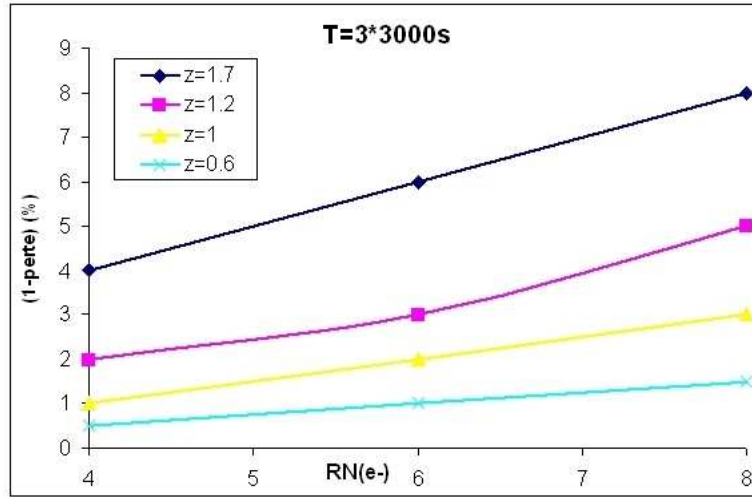


FIG. VII.15 – Evolution de la dégradation selon le décalage spectral et le bruit de lecture du détecteur pour obtenir un $SNR=20$ et $T=3*3000s$.

8 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé une simulation de rayonnement cosmique et un algorithme efficace de détection de cosmique. Grâce à la méthode de calcul de flux et d'incertitude analytique nous avons pu évaluer l'effet du rayonnement cosmique dans une acquisition optimisée (Fowler(N) et up the ramp). Nous avons considéré un temps total d'acquisition de 10000s que nous avons découpé en $10*1000s$, $3*3000s$ ou $2*5000s$.

Nous avons conclu que le régime poissonnien optimal est atteint après un temps d'exposition de $3*3000s$. Nous avons aussi montré que nous pouvons contrôler les pertes (liée aux cosmiques) sur le spectre de la supernova. Cette étude préliminaire montre que l'on attend une dégradation inférieure à 10% sur tout le spectre. Avec un faible bruit de lecture (inférieur à 5 électrons) on aura une dégradation de quelques pour cent sur la majorité des supernovae observées (jusqu'à un décalage spectral de 1.7).

Conclusion

Dans le cadre de la mission SNAP, satellite dédié à l'étude de l'énergie Noire, un spectrographe à intégral de champ à technologie slicer a été développé et optimisé pour observer des supernovae lointaines. Ces caractéristiques principales sont une basse résolution spectrale (autour de 100) et une configuration sous-échantillonnée dans l'infrarouge. Dans cette configuration, les bruits des détecteurs sont limitants pour observer des objets lointains. Leurs performances sont donc déterminantes pour la mission.

Les détecteurs infrarouges utilisés dans ce spectrographe sont des détecteurs hybrides en HgCdTe développés par Teledyne : les détecteurs HAWAII-2RG ou H2RG. Plusieurs années de développement ont permis à ces détecteurs d'atteindre nos spécifications. Des mesures réalisées par la collaboration SNAP ont montré une efficacité quantique supérieure à 85% pour $\lambda > 1\mu m$, un courant d'obscurité de 0.002 e-/pxl/s à 130K et un bruit effectif de 8e- à partir d'un Folwer(100) et 3000s de temps d'exposition.

Dans cette thèse, nous avons étudié et utilisé le détecteur HAWAII-2RG 40 issu du premier lot produit par Teledyne pour évaluer les performances du spectrographe du satellite SNAP.

Ce détecteur a été caractérisé à l'Université de Michigan et en France à Lyon (IPNL). Son efficacité quantique ainsi que sa réponse intra-pixel ont été mesurés à l'Université de Michigan.

Une fois reçu en France, il a été monté sur le banc de test de l'IPNL où des mesures plus fines de bruit de lecture et de gain de conversion ont été réalisées. Une méthode de calcul originale du gain de conversion basée sur des matrices d'influence sur des groupes de pixels a été développée. Elle repose sur un calcul redondant des capacités inter-pixel et une fine analyse temporelle des données.

Nous avons également travaillé sur les performances de bruit de lecture du détecteur dans le cas de long temps d'intégration (nécessaires dans le spectrographe). Son bruit de lecture, déterminé dans un mode de lecture mixte, a été diminué jusqu'à atteindre la valeur de 4 électrons pour un Folwer(240). Cette performance de bruit de lecture est très prometteuse et permet d'obtenir des temps total d'intégration acceptable et d'observer des supernovae lointaines.

Ces mêmes données ont permis de montrer une incertitude sur le flux mesuré de environ 1 électron obtenue avec un bruit de lecture de 4 électrons. L'effet du bruit en 1/f dans les données a également été mis en évidence. Pour consolider ce résultat des mesures supplémentaires seraient nécessaires dans le mode mixte avec des temps de pose plus long. Ces résultats ont permis de me familiariser avec ce détecteur (manipulation, intégration, utilisation du détecteur et traitement de données) et de prendre conscience des bruits présents dans ce type de détecteur. La caractérisation effectuée prépare le traitement des données

qui seront prises avec ce détecteur et améliore notre simulation de spectrographe jusqu'à un niveau du pixel.

Ce détecteur a par ailleurs été intégré et utilisé avec succès dans le cadre du démonstrateur de spectrographe développé à Marseille. Nous avons acquis les techniques de manipulation de ce type de détecteur (salle blanche et environnement ESD) et mis en place une technique de focalisation à froid du détecteur. Une carte électronique de lecture bas bruit conçue et développée à l'IPNL a été utilisée. J'ai développé un logiciel d'acquisition dédié au démonstrateur et j'ai mis en oeuvre la méthode de traitement des données. Celle-ci a permis d'évaluer pour chacun des pixels son flux et son incertitude associée et ainsi de montrer qu'une calibration spectrométrique de l'ordre du pour cent est possible avec ce type de spectrographe.

Notons cependant que la technologie du détecteur H2RG va encore évoluer (amélioration de l'efficacité quantique, des processus de fabrication). Enfin c'est un domaine en pleine évolution avec notamment le développement de nouvelles technologies comme les détecteurs APS (Active Pixel Sensor) et les détecteurs APD (Photodiode à Avalanche).

Les détecteurs APS ou détecteur CMOS sont des détecteurs monolithiques pouvant être dotés de quatre, cinq, voir sept transistors [39]. Dans ce type de détecteur, constitué de plusieurs transistors, le bruit limitant est principalement le bruit en $1/f$. Ils sont utilisés actuellement pour des applications dans le domaine du visible. Pour détecter du rayonnement infrarouge, cette technologie de lecture bas bruit peut être hybridisée. Ce détecteur hybride pourrait donc un jour être utilisé dans le cadre d'une mission spatiale.

Une autre technologie très prometteuse est en cours de développement : les détecteurs APD (Photodiode à Avalanche). Ces détecteurs, développés en France par le LETI [46], sont déjà utilisés pour détecter du rayonnement infrarouge (la partie active est en HgCdTe). Ils sont adaptés pour des applications où le flux incident est faible, ce qui est le cas du spectrographe de SNAP. Ils pourraient donc à terme être utilisés pour ce type d'application.

Enfin ce détecteur doit être utilisé dans un contexte spatial. Nous avons donc quantifier l'influence des cosmiques sur les performances du spectrographe.

Pour cela, nous avons développé une simulation et une méthode complète de rejection et de calcul du flux et de son incertitude basée sur une acquisition "up the ramp" et "Fowler(N)". Nous avons montré que avec de longs temps de pose, le signal peut être retrouvé avec une dégradation inférieure à 10% pour un bruit de lecture de 8 électrons. C'est un résultat fondamental pour la suite qui prouve que grâce à ces détecteurs, la détection d'objets à très bas flux sera possible dans l'espace.

Le projet SNAP/JDEM dans lequel j'ai travaillé est actuellement en phase de décision de la part des agences américaines (NASA, DOE) et leur choix devrait être connu dans les années 2010-2011.

Bibliographie

- [1] Aldering, G., et al. 2002. Overview of the SuperNova/Acceleration Probe (SNAP). Future Research Direction and Visions for Astronomy. Edited by Dressler, Alan M. Proceedings of the SPIE, Volume 4835, pp. 146-157 (2002).
- [2] SNAP Sky Background at the North Ecliptic Pole1, Institute for Nuclear and Particle Astrophysics, LBNL report number LBNL-51157.
- [3] Alig, R. C., et Bloom, S. 1975, Physical Review Letters, 35, 1522
- [4] Astier, P., et al 2006. The Supernova Legacy Survey : measurement of Ω_m and w from the first year data set. Astronomy and Astrophysics 447, 31-48.
- [5] Bonneville C. 2002. La spectroscopie à Intégrale de Champ : Etude et Réalisations Thèse de Doctorat de l'université d'Aix-Marseille III.
- [6] Laurent F. 2006. Etude et modélisation des performances de systèmes découpeurs d'image pour l'astronomie. Application à l'instrumentation du JWST et du VLT. Thèse de Doctorat de l'université Jean Monnet - Saint Etienne.
- [7] O. Le Fevre, G.P. Vettolani, D. Maccagni, D. Mancini, J.G. Cuby, A. Mazure, Y. Mellier, J.P. Picat, M. Saisse, D. Delabre, B. Garilli, L. Hill, E. Prieto, L. Arnold, P. Conconi, E. Mattaini, C. Voet : "VIRMOS : Visible and InfraRed Multi- Object Spectrographs for the VLT" SPIE Proceedings of "Astronomical Telescopes and Instrumentation", SPIE 3355, pp 8-19
- [8] Aumeunier M.H, 2007, "Etude d'un Spectrographe à Champ Intégral pour le Satellite SNAP : Prototype, Simulation et Performances"
- [9] Aumeunier, M.H.; Ealet, A.; Prieto, E.; Cerna, C.; Crouzet, P.E. "Image Slicer Performances from a Demonstrator for the SNAP/JDEM Mission, Part I : Wavelength Accuracy" Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 121, issue 878, pp.396-407
- [10] N. Barron et al. Sub-pixel response measurement of near-infrared sensors,Astroph/0611339v1 (2006)
- [11] Barth et Isaacs 1999, "The Radiation Environment for the Next Generation Space Telescope",
- [12] Bebek, C. J.,et al 2004. Development of fully depleted back-illuminated charge-coupled devices. Optical and Infrared Detectors for Astronomy. Edited by James D. Garnett and James W. Beletic. Proceedings of the SPIE, Volume 5499, pp. 140-150 (2004).
- [13] B.P. Beecken and E.R. Fossum, "Determination of the conversion gain and the accuracy of its measurement for detector elements and arrays",Appl. Optics. 35,pp. 3471-3477,1996.

- [14] Bennett, C. L., et al 2003. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results. Astrophysical Journal Supplement Series 148, 1-27.
- [15] Bernstein, Gary M. 2002. Signal-to-Noise Estimates and Optimization for SNAP Supernovae Spectroscopy. Notes for SNAP collaboration (2002).
- [16] J. P. Bernstein et al. Dark Energy Survey Supernovae : Simulations and Survey Strategy, arXiv :0906.2955v1
- [17] Bevington, P.R. et Robinson, D.K. Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, 1992, McGraw-Hill.
- [18] Carlstrom, J.,et al 1999. Imaging the Sunyaev-Zel'dovich Effect. astro-ph/9905255
- [19] A. Castera, C. Girerd, G. Smadja IPNL/Université Cl. Bernard/IN2P3 FRANCE "IR detector for demonstrator and Readout"
- [20] Dunkley et al. ApJS, 180, 2009
- [21] Marc Davis et al. The Deimos Spectrograph and a Planned DEEP Redshift Survey, on the Keck-II Telescope, arXiv :astro-ph/9810489v1
- [22] Minshaw, Nolita, Benett et al. 2007, ApJS, 170, 288
- [23] Komatsu, Dunkley et al. ApJS sup.180, 2009
- [24] Ealet, A. 2004. De la théorie de l'électrofaible à l'univers primordial- Synthèse de quelques résultats expérimentaux- Habilitation à Diriger des Recherches (Décembre 2004).
- [25] Eisenstein et al. 2005, AstrophysJ 633, 560
- [26] Fowler, A. M., et Gatley, I. 1990, ApJ, 353, L33
- [27] G. Finger, R. Dorn, M. Meyer, L. Mehrgan, Interpixel capacitance in large format CMOS hybrid arrays, SPIE (2006) 6726-16
- [28] M.Kowalki et al. Astrophys. J 686 (2008) 749 [ArXiv : 08044142[astro-ph]]
- [29] Fu L.,Semboloni et al 2008, A et A, 479,9 (F08)
- [30] Garnett, J. D., Forrest, W. J. 1993, Proc. SPIE, 1946, 395
- [31] Schneider A et A, 396(2002) 1-20
- [32] Heymans, 2005 0506112, MNRAS, 360 (2005) 1244-1256
- [33] Gondoin, P. et al. ESA Study of a Wide Field Imager for Supernovae Surveys and Dark Energy Characterization. Proc. "6th Internat. Conf. on Space Optics", ESTEC, Noordwijk, The Netherlands, 27-30 June 2006 (ESA SP-621, June 2006)
- [34] G.L. Hansen, J.L. Schmit, and T.N. Casselman, "Energy gap versus alloy composition and temperature in $Hg_{1-x}Cd_xTe$," J. Appl. Phys. 53, 7099-7101 (1982).
- [35] Herschel, W. (1800a, April). Experiments on the refrangibility of the invisible rays of the Sun. Philosophical Transactions 44, 284/292.
- [36] J. Janesick, K. Kalassen, and T. Elliott. volume 570, pages 7-19. Proc. SPIE, 1985
- [37] [http ://lyoinfo.in2p3.fr/electro/plaquette.pdf](http://lyoinfo.in2p3.fr/electro/plaquette.pdf)
- [38] J. R. Janesick. Scientific charge-coupled devices. Scientific charge-coupled devices, Bellingham, WA : SPIE Optical Engineering Press, 2001, xvi, 906 p. SPIE Press monograph, PM 83. ISBN 0819436984, 2001.

- [39] J.JANESICK et al. SCIENTIFIC CMOS PIXELS, Experimental Astronomy 14 : 33-43, 2002.
- [40] J. B. Johnson. Thermal agitation of electricity in conductors. Phys. Rev., 32(1) :97, Jul 1928.
- [41] Improvements to Calnica, T. Dahlen, H. McLaughlin, V. Laidler, M. Regan, E. Bergeron, R. Jedrzejewski, R. Bohlin, R. de Jong, A. Viana, June 04, 2008, Instrument Science Report NICMOS 2008-002
- [42] Kavadias, K. Misiakos, and D. Loukas. IEEE Transactions on Nuclear Science, 40 (2) : 397-401, 1994.
- [43] Lampton, M. L., et al 2004. SNAP telescope : an update. UV/Optical/IR Space Telescopes : Innovative Technologies and Concepts. Edited by MacEwen, Howard A. Proceedings of the SPIE, Volume 5166, pp. 113-123 (2004).
- [44] Moore, A. C. and Ninkov, Z. and Forrest, W. J., "Interpixel Capacitance in Nondestructive Read-out Focal Plane Arrays, in Focal Plane Arrays for Space Telescopes". Edited by T. J. Grycewicz and C. R. McCreighten, Proceedings of the SPIE, Volume 5167, 2003.
- [45] Norton, P., *HgCdTe infrared detectors* Opto-Electronics review 10(3), 159-174 (2002)
- [46] M. Vuillermet, F. Pistone, Latest developments in MCT infrared staring arrays at Sofradir SPIE Europe Optics/Photonics in Defense and Security 2007 [6737-40] FLORENCE 2007
- [47] Lantz, B., Aldering, G., Antilogus, P., Bonnaud, C., Capoani, L., Castera, A., Copin, Y., Dubet, D., Gangler, E., H'énault, F., Lemonnier, J.-P., Pain, R., P'ecoutal, A., P'ecoutal, E., Smadja, G. 2004. SNIFS : a wideband integral field spectrograph with microlens arrays. Proc. of the SPIE, Volume 5249, 146.
- [48] Perlmutter, S., et al 1998. Discovery of a supernova explosion at half the age of the universe. Nature 391, 51.
- [49] <http://pdg.lbl.gov/2006/reviews/cosmicrayrpp.pdf>
- [50] Perlmutter, S., et al 1999. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. Astrophysical Journal 517, 565-586.
- [51] Bernard J. Rauscher et al. "Detectors for the James Webb Space Telescope Near-Infrared Spectrograph I : Readout Mode, Noise Model, and Calibration Considerations", The Publications of the Astronomical Society of the Pacific, Volume 119, Issue 857, pp. 768-786
- [52] Riess, A. G., et al 1998. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. Astronomical Journal 116, 1009-1038.
- [53] M. Robberto, A. Cimatti, A. Jacobsen, F. Zamkotsian, F. M. Zerbi Applications of DMDs for Astrophysical Research, arXiv :0902.2775
- [54] STSI, <http://www.stsci.edu/hst/wfc3/documents/handbooks/currentIHB/c05detector6.html>
- [55] <http://origins.la.asu.edu/ast598/ClassNotes/CMOS-detectors-todd.pdf>
- [56] <http://marwww.in2p3.fr/crouzet/gain/resultatsMichiganfevrier2007.pdf>
- [57] David Schlegel et al. ,The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Precision measurements of the absolute cosmic distance scale, arXiv :0902.4680

- [58] David J. Schlegel et al. BigBOSS : The Ground-Based Stage IV Dark Energy Experiment, arXiv :0904.0468v3
- [59] Schubnell, M., et al, *Near infrared detectors for SNAP*, Astronomical Telescopes and Instrumentation 2006, Proc.SPIE 6276 paper 29
- [60] Schubnell, M., et al, "Precision Quantum Efficiency Measurements on 1.7 Micron Near Infrared Devices", High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy III, Proceedings of the SPIE, Volume 7021, pp. 70210L-70210L-10 (2008).
- [61] Sholl, M. J., et al 2004. SNAP Telescope. Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes. Edited by Mather, John C. Proceedings of the SPIE, Volume 5487, pp. 1473-1483 (2004).
- [62] G. Smadja, C. Cerna, A. Ealet "Calibration and Interpixel Capacitance of a H2RG(2Kx2K) Near-IR Detector", arXiv :0905.4442
- [63] Smith, R., et al., *Noise and zero-point drifts in 1.7 μ m cutoff detectors for SNAP* Astronomical Telescopes and Instrumentation 2006, Proc.SPIE 6276 paper 30.
- [64] Tarle, G., et al 2003. SNAP NIR detectors. IR Space Telescopes and Instruments. Edited by John C. Mather . Proceedings of the SPIE, Volume 4850, pp. 919-926 (2003).
- [65] J. A. Tyson et al. LSST : a Complementary Probe of Dark Energy, arXiv :astro-ph/0209632
- [66] [http ://www.teledyne-si.com/imaging/sidecar.html](http://www.teledyne-si.com/imaging/sidecar.html)
- [67] Donald G. York Technical Overview of the Sloan Digital Sky Survey. 2000, AJ, 120, 1579-
- [68] W. M. Wood-Vasey et al., New Astron. Rev. **48** (2004) 637 [arXiv :astro-ph/0401513].

